

THÈSES
PRÉSENTÉES
A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
POUR OBTENIR
LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean CRABOL

1^{re} THÈSE : Solutions apportées à quelques problèmes posés
par la détermination des températures de surface.

2^e THÈSE : Utilisation des machines électroniques pour la
représentation des machines suralimentées.

Soutenues le 22 Novembre 1962 devant la Commission d'examen.

MM. BRUN

Président.

SIESTRUNCK

VICHNIEVSKY

KLING

} Examineurs.

O.N.E.R.A.

29, Avenue de la Division Leclerc

CHATILLON-SOUS-BAGNEUX

1962

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean CRABOL

1^{re} THÈSE : Solutions apportées à quelques problèmes posés
par la détermination des températures de surface.

2^e THÈSE : Utilisation des machines électroniques pour la
représentation des machines suralimentées.

Soutenues le 22 Novembre 1962 devant la Commission d'examen.

MM. BRUN

Président.

SIESTRUNCK

VICHNIEVSKY

KLING

} Examineurs.

O. N. E. R. A.

29, Avenue de la Division Leclerc
CHATILLON - SOUS - BAGNEUX

1962



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen M. ZAMANSKY

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	WIEMANN	T Chimie organique et struc.
DE BROGLIE	T Théories physiques.	JACQUINOT	T Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	VASSY	T Physique de l'atmosphère.
PÉRÈS	T Mécanique des fluides et applications.	DESTOUCHES	T Théories Physiques.
GRASSÉ	T Evolution des êtres organisés	AMIEL	T Chimie générale.
PREVOST	T Chimie organique.	HOCART	T Minéralogie et Cristallog.
CHAUDRON	T Chimie appliquée.	J.P. MATHIEU	T Physique (Optique).
WYART	T Minéralogie et Cristal.	COUTEAUX	T Biologie animale (P.C.B.).
TEISSIER	T Zoologie.	MAY	T Zoologie (Orsay).
MANGENOT	T Biologie Vég. (Orsay).	CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie.
AUGER	T Physique quantique et Relativité.	FELDMANN	T Biologie Végétale marine.
MONNIER	T Physiologie Générale.	GUINIER	T Physique des Solides (Orsay).
PIVETEAU	T Paléontologie.	JOST	T Physiologie comparée.
ROCARD	T Physique (E.N.S.).	FORTET	T Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.).	SCHWARTZ	T Calcul diff. et Intégral.
LAFFITTE	T Chimie générale.	CHOUARD	T Physiologie Végétale.
FAVARD	T Géométrie supérieure.	MALAVARD	T Aviation (Techn. Aéronaut.).
COULOMB	T Physique du Globe.	BRELOT	T Calcul diff. et intégral.
Mlle COUSIN	T Biologie Animale (S.P.C.N.).	NORMANT	T Synthèse organique générale.
CHRETIEN	T Chimie minérale.	BENARD	T Chimie Minérale.
DRACH	T Zoologie	BUVAT	T Botanique (E.N.S.).
KASTLER	T Physique (E.N.S.).	DUGUE	T Statistiques Mathématiques.
EPHRUSSI	T Génétique.	SOULAIRAC	T Psychophysiologie.
RIVIERE	T Géologie (S.P.C.N.) et sédim.	ULRICH	T Physiologie Végétale.
GAUTHERET	T Biologie Vég. (P.C.B.).	MARECHAL	T Optique théorique et Appl.
LUCAS R.	T Recherches Physiques.	KIRRMANN	T Théories chimiques.
THOMAS A.	T Biologie cellulaire.	CHADEFAUD	T Botanique.
ARNULF	T Optique appliquée.	Mlle LE BRETON	T Physiologie de la nutri.
MORAND	T Physique Enseignement.	SALEM	T Mathématiques générales.
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.).	LELONG	T Applic. de l'analyse à la géométrie.
FORTIER	T Mécanique exp. des Fluides.	DEVILLERS	T Anatomie et Histologie comparées.
DANJON	T Astronomie.	EHRESMANN	T Topologie Algébrique.
PETIT	T Biologie maritime.	FRANÇON	T Physique (S.P.C.N.).
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.	GLANGEAUD	T Géographie phys. et Géologie dynamique.
GALLIEN	T Embryologie.	GODEMENT	T Mathématiques (M.P.C.).
EICHHORN	T Botanique.	PISOT	T Technique mathématique de la Physique.
DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.).	ROCH	T Géologie.
Mlle CAUCHOIS	T Chimie Physique.	SCHATZMAN	T Astrophysique.
THELLIER	T Physique du Globe.	TERMIER	T Paléontologie stratig.
L'HERITIER	T Biologie Générale (Orsay).	ZAMANSKY	T Mathématiques générales.
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay).	LENNUIER	T Physique (M.G.P.).
PONCIN	T Mécanique Générale.	RIZET	T Génétique (Orsay).
DUBREIL	T Arithmétique et théorie des Nombres.	ROUTHIER	T Géologie appliquée.
QUELET	T Chimie Organique.	Mme TONNELAT	T Physique théorique.
CAGNIARD	T Géophysique appliquée.	DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.).
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire.	SOUCHAY	T Chimie générale.
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	AIGRAIN	T Electrotechnique général.
JUNG	T Pétrographie.	BRUSSET	T Chimie systématique.
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique.	M. LEVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).

....

Mme CHAIX	T Chimie biologique.	DE POSSEL	T Analyse numérique.
Mme HUREL-PY	Biotologie végétale (P.C.B.).	CHARLOT	T Chimie analytique.
PIAUX	T Chimie (M.P.C.).	HAÏSSINSKY	T Radiochimie.
BRUN	T Mécan. théorique des Fluides.	LEMEE	T Physiol. Vég. (B.M.P.V.) Orsay.
L EDERER	T Chimie biologique.	GUERIN	T Chimie (M.P.C.) Orsay.
Mme DUBREIL	T Mathém. (Agrégation).	CHATELET M.	Chimie (P.C.B.).
Mme LELONG	T Mathématiques (E.N.S.).	JEAN	T Physique Nucléaire (Orsay).
BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.).	MATTLER	T Physique (S.P.C.N.)
COTTE	T Physique électricité.	MICHEL L.	Phys. Théor. des Htes Energies (Orsay).
DUBOIS J.E.	T Chimie organique.	BERGERARD	Zoologie (Orsay).
LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.).	BERTEIN	Electronique (Orsay).
MICHEL A.	T Chimie Minérale (Orsay).	BOUSSIÈRES	Chimie des Radioéléments (Orsay).
OLMER	T Energétique générale.	Mme COUTURE	Thermodynamique et Méc. Physique.
ROUAULT	T Electricité (Orsay).	ELLENBERGER	Géologie appl. s/le terr.
GAUTHIER	T Mécanique appliquée.	FRANC	Biol. Animale (P.C.B.).
BARCHEWITZ	T Chimie Physique.	SCHNELL	Botanique tropicale (Orsay).
BROSSEL	T Physique atomique.	STOLKOWSKI	Physiologie générale.
BUSER	Physiologie comparée.	ACHER	Chimie Biol. (Orsay).
CAMUS	Physiologie Vég. (B.M.P.V.).	BAUDOIN	Biotologie animale (P.C.B.).
CASTAING	T Physique (Orsay).	BEAUMONT	Biotologie animale (S.P.C.N.).
CURIEN	T Minéral. et Cristallog.	BLAMONT	Géophysique Ionosphère.
MOYSE	T Physiologie Vég. (Orsay).	BOURREAU	Botanique.
NOIROT	Evolution des Etres Org.	CURIE D.	Physique (M.G.P.).
PANNETIER	T Chimie générale (Orsay).	DURAND-DELGA	Géologie.
POSSOMPES	T Zoologie.	FREON	T Chimie organique (Orsay).
PULLMANN	T Chimie théorique.	HELLER	Physiologie végétale.
TEILLAC	T Physique Nucl. et Radioactivité.	TORTRAT	Calcul des Probabilités.
TONNELAT	T Biologie Physico-chim.	CAILLEUX	Géologie (S.P.C.N.).
VILLE	T Econométrie.	MAGNAN	T Physique (S.P.C.N.).
WILLEMART	Chimie (P.C.B.).	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appl. à la Chim. Théor. et à la Phys. Nucléaire.
DODE	T Chimie (Orsay).	Mme FOURCROY	Biol. végétale (S.P.C.N.).
FREYMANN	T Recherches Physiques.	Mme CHOQUET-BRUHAT	T Méc. Analytique et Méc. céleste.
GUINOCHET	T Biol. Vég. (S.P.C.N.) Orsay.	Mme VEIL	Physiologie Générale.
ROLLET	T Chimie (P.C.B.).	LWOFF	T Microbiologie.
Mlle JOSIEN	T Chimie (S.P.C.N.).	SIESTRUNCK	T Mécan. Phys. et Expérim.
CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.	LACOMBE	T Métallur. des métaux Nucl.
ARNOULT	T Electronique (Orsay).	BROCHARD	T Physique (P.C.B.) Orsay.
CHAPELLE	T Physique (Orsay).	CABANNES	T Mécanique générale.
DELANGE	T Mathématiques (Orsay).	LESIEUR	T Mathématiques (M.P.C.) Orsay.
DENY	T Mathématiques Gén. (Orsay).	MAZET	T Mécanique générale (Orsay).
GERMAIN	T Mécan. théor. des fluides.	CAIRE	Géographie phys. et Géol. Dynamique.
LUCAS G.	T Géologie.	COMOLET	Mécanique des Fluides.
ALLARD	T Chimie Physique.	CORABOEUF	Physiologie Animale.
BERTHELOT	T Phys. Fondamentale des Hautes Energies (Orsay).	DELLOUE	Physique de l'exosphère.
BRICART	T Météorologie et phys. de l'atmosphère.	GORENFLOT	Botanique II (Orsay).
Mme ALBE-FESSARD	Psychophysiologie.	HOUILLO	Biotologie Animale (P.C.B.).
FRIEDEL	Physique des Solides (Orsay).	JULLIEN J.	Chimie (P.C.B.).
M. JULIA	Etudes des Moléculaires naturelles complexes.	MALGRANGE	Tech. Math. de la Phys.
LENDER	T Biol. Animale (S.P.C.N.) Orsay.	OLIVIER	Antropologie.
MAGAT	Physico-chimie des radio-éléments.	NOZERAN	T Botanique II (Orsay).
Mlle QUINTIN	T Electrochimie.	BLANC-LAPIERRE	Physique (E.N.S.) Orsay.
MONOD	T Chimie du métabolisme.		
BENOIT	T Physiol. Anim. (Orsay)		

Secrétaire Général R. POUILLAIN

Ce travail a pu être mené à bien dans les laboratoires de l'O.N.E.R.A. grâce à l'aide de M. KLING, Professeur à l'Ecole Centrale, qui m'a guidé et conseillé au cours de ces recherches, et à qui j'exprime toute ma reconnaissance.

Je remercie la Direction de l'O.N.E.R.A. et en particulier M. SURUGUE, Directeur Scientifique de l'Energie et de la Propulsion, de m'avoir autorisé à présenter ce mémoire comme thèse de Doctorat.

Je remercie également M. le Professeur BRUN d'avoir bien voulu s'intéresser à ce travail, M. le Professeur SIESTRUNCK d'avoir accepté d'en suivre le développement et M. le Professeur VICHNIEVSKI d'avoir bien voulu faire partie du jury.

Mes remerciements vont enfin à tous mes collègues de l'O.N.E.R.A. pour la sympathie qu'ils m'ont toujours manifestée et pour les conseils qu'ils m'ont apportés et à mes collaborateurs directs dont le dévouement m'a été précieux.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
RÉSUMÉ	3
I. INTRODUCTION	4
I,1. Les échanges thermiques	4
I,2. Les températures superficielles	5
I,3. Les mesures de températures superficielles par contact	5
I,4. Les mesures de températures superficielles par rayonnement	6
II. EXAMEN DES PROBLÈMES SOULEVÉS PAR LES MÉTHODES OPTIQUES	7
II,1. Le principe des méthodes optiques	7
II,2. Rappel des lois du rayonnement	8
II,3. Bilan énergétique des échanges thermiques subis par le récepteur	11
II,4. Influence de l'émissivité de la surface	15
II.4.1. Possibilité d'une étude séparée des divers paramètres	15
II.4.2. Différentes formes des mesures de température	16
A) Cas où le facteur d'émission est connu	16
B) Cas où le facteur d'émission varie avec la température	18
C) Cas où le facteur d'émission monochromatique est constant dans le domaine spectral utile	19
D) Cas général	22
II.4.3. Influence du facteur d'émission sur la température minimale détectable ..	23
II.4.4. Influence de la variation du facteur d'émission avec l'incidence de la visée	24
II.4.5. Influence (sur la mesure) des variations de température à l'intérieur de l'élément de surface visée.	24
II,5. Influence de l'absorption des milieux rencontrés par le rayonnement	25
II.5.1. Influence des gaz ambiants	25
A) Cas d'une couche de vapeur d'eau pure à température uniforme et à pression p_0	28
B) Cas d'un mélange de gaz à pression et température uniformes	34
C) Cas où la couche de gaz n'est située que sur une partie du chemin optique	34
D) Cas où le gaz n'est pas à température uniforme	35
E) Cas particulier de la vapeur d'eau atmosphérique	36
II.5.2. Influence de la transmission des optiques	36
II,6. Influence du récepteur.	36
II,6.1. Choix du récepteur	36
II,6.2. Influence de la sensibilité spectrale des cellules	37
A) Fraction de flux réellement analysé	37
B) Influence de la sensibilité spectrale sur la limite inférieure des températures mesurables	40
C) Influence de la sensibilité spectrale dans le cas où le facteur d'émis- sion de la surface visée varie avec la longueur d'onde	40

II,6.3. Influence de la constante de temps de la cellule	42
A) Conséquences d'une modulation du flux de rayonnement capté	43
B) Cas des pyromètres à balayage	44
C) Problème du passage d'un front raide	44
II,6.4. Influence du bruit de fond de la cellule	49
II,7. Annexes	50
II,7.1. Annexe I - Influence d'un gradient de température à l'intérieur de la zone visée (cas des pyromètres à balayage)	50
II,7.2. Annexe II - Détermination du facteur d'émission géométrique intervenant dans le calcul de l'influence du rayonnement des gaz situés sur le parcours du chemin optique du pyromètre	52
II,7.3. Annexe III - Relation fondamentale entre η_λ et k_λ	57
II,7.4. Annexe IV - Détermination du coefficient d'absorption k_λ des gaz rencontrés sur le chemin du rayonnement.	58
II,7.5. Annexe V - Valeur du flux capté lorsque le pyromètre vise le bord d'un objet	62
III. ÉTUDES EXPÉRIMENTALES	64
III,1. Les diverses méthodes de mesures des températures superficielles	64
III,2. Etude d'une évolution de températures rapidement variables au moyen d'un pyromètre à cellule au sulfure de plomb	66
III,2.1. Description du pyromètre pour l'étude des températures rapidement variables	67
III,2.2. Application à une maquette soumise à un échauffement cinétique	69
A) Difficultés particulières au problème	69
B) Résultats expérimentaux	72
III,2.3. Echauffement d'un tube canalisant un écoulement de plasma	76
III,2.4. Etude de l'échauffement d'un disque de frein de train d'atterrissage d'avion	78
III,2.5. Etude des répartitions bidimensionnelles de températures	82
III,3. Etude de l'évolution des températures d'ailettes de turbines de turboréacteurs	85
III,3.1. Conditions du problème	85
III,3.2. Méthodes utilisées antérieurement pour la mesure des températures d'ailettes de turbine	86
III,3.3. Description du pyromètre	87
A) La tête de mesure	87
B) La partie électrique	89
C) Etalonnage du pyromètre	90
III,3.4. Résultats expérimentaux	91
A) Essais sur réacteur ATAR E	91
B) Essais sur chambre ATAR	93
C) Montage sur MIRAGE III	95
D) Essais sur moteur Peugeot 403	95
IV. CONCLUSION	95
BIBLIOGRAPHIE	97

RÉSUMÉ.

On étudie l'influence des divers paramètres intervenant dans les mesures de température superficielle par les méthodes optiques. Ces paramètres sont l'émissivité de la surface étudiée, la transmission des milieux traversés par le faisceau de rayonnement et la sélectivité du récepteur. Les erreurs entraînées sur la mesure par une connaissance imparfaite des valeurs de ces grandeurs sont alors évaluées.

Plusieurs pyromètres réalisés pour cette étude sont ensuite décrits ainsi que les mesures effectuées avec ces appareils.

SOLUTIONS TO SOME PROBLEMS OF WALL TEMPERATURE DETERMINATION.

SUMMARY.

The effect of various parameters on wall temperature measurements by optical methods is studied. These parameters are : the emissivity of the wall, the transmission of the media crossed by the radiation beam and the selectivity of the receiver. The measurement errors due to a lack of precise knowledge on the true values of these parameters are evaluated.

Several pyrometers designed and built for this study are described as are also the measurements carried out with these pyrometers.

I - INTRODUCTION

I.1. LES ÉCHANGES THERMIQUES.

Tout corps échange de la chaleur avec les objets qui l'environnent soit directement par contact, soit à distance par rayonnement à travers les milieux transparents. Cet échange est d'autant plus important que l'écart de température entre le corps qui cède de la chaleur et celui qui en reçoit est plus élevé.

Ces échanges qui jouent un grand rôle dans les phénomènes naturels ont été particulièrement étudiés en vue d'en contrôler les effets, soit qu'il s'agisse de les amplifier au maximum comme dans les échangeurs, soit que l'on cherche à les minimiser, et ce sont alors les problèmes d'isolement thermique.

En Aéronautique, les échanges thermiques proviennent le plus souvent d'actions réciproques entre fluides en écoulement et solides immergés. Il en est ainsi notamment pour les échanges entre gaz de combustion et parois de foyer ou surfaces d'aubages dans les propulseurs à réaction.

Comme la recherche de performances toujours plus élevées conduit à un accroissement continu des températures des gaz, l'importance de ces échanges ne cesse de croître, rendant d'autant plus difficiles les problèmes de tenue des matériaux. Ceux-ci atteignent un degré encore plus critique lors de la rentrée d'engins à grande vitesse dans les couches denses de l'atmosphère. C'est le problème de l'échauffement cinétique qui continue à faire l'objet de nombreux travaux.

Pour surmonter les difficultés ainsi rencontrées, il est extrêmement utile de connaître avec précision les processus suivant lesquels s'effectue l'échauffement. Du point de vue théorique il est indifférent que cette connaissance concerne les flux de chaleur ou les températures des surfaces en contact avec les fluides; les lois de l'écoulement de la chaleur permettent de passer aisément des flux aux températures et inversement. Toutefois du point de vue pratique il en va parfois différemment car le calcul implique une connaissance précise des constantes thermiques des matériaux en cause, laquelle fait quelquefois défaut.

Cependant dans la majorité des cas, une évaluation assez grossière des flux s'avère suffisante alors qu'une détermination précise des températures s'impose, celles-ci devant être contrôlées d'autant plus soigneusement que l'on se rapproche davantage des valeurs limites de tenue des matériaux.

C'est pourquoi on s'est borné dans les problèmes envisagés dans la présente étude à la détermination des températures, les flux thermiques étant ensuite déduits de celles-ci, compte tenu des valeurs des constantes thermiques du matériau.

I,2. LES TEMPÉRATURES SUPERFICIELLES.

Considérons un objet soumis à un échauffement de la part du fluide qui l'environne, une maquette d'engin balistique dans un écoulement à grande vitesse par exemple. Supposons que la surface limite du matériau qui compose cette maquette soit entièrement baignée par le fluide.

La connaissance des échanges thermiques revient, d'après les remarques qui viennent d'être faites, à la connaissance en chaque instant des températures de tous les points de l'engin, et en particulier de tous les points de la surface constituant son contour.

La propagation de la chaleur à travers le solide s'effectue uniquement par conduction et peut être analysée grâce à la loi de Fourier [1]. Or il suffit de connaître l'évolution de la température en chaque point du contour et l'état des températures à l'instant initial pour en déduire à chaque instant l'allure générale des répartitions thermiques [2], ceci pouvant s'effectuer par le calcul dans les cas simples ou bien grâce à des systèmes analogiques pour les cas plus complexes [3].

Finalement le problème se retrouve amené à des déterminations de températures superficielles. Il doit cependant être gardé à l'esprit que ces mesures devront être utilisées par la suite dans tout une chaîne de calculs; ce qui nécessite d'autant plus de précision dans les mesures.

I,3. LES MESURES DE TEMPÉRATURES SUPERFICIELLES PAR CONTACT.

Il apparaît tout de suite que les thermomètres habituels sont en général peu adaptés aux déterminations de températures superficielles. Un thermomètre étant essentiellement un appareil qui détermine sa propre température, il n'est convenablement utilisé que s'il se trouve au sein d'un milieu à température uniforme et si l'on peut admettre que cette température et la sienne sont identiques. Dans le cas où le milieu n'est plus thermiquement uniforme, le thermomètre prend une température moyenne comprise entre les valeurs de celles du milieu voisin.

Il convient donc pour que l'erreur soit la plus faible possible que le thermomètre soit de dimensions réduites et ceci d'autant plus que les gradients sont plus importants. C'est en ce sens que des thermocouples sembleraient les mieux adaptés pour de telles mesures.

Il est d'autre part nécessaire de s'assurer que ce thermomètre ne constitue pas une source ou un puits de chaleur, ce qui peut arriver, par exemple, en raison de la présence des fils de jonctions. Cet apport ou perte de chaleur augmente ou diminue la température propre du récepteur ce qui fausse par conséquent la mesure.

• Il est de plus évident que la présence d'un thermomètre au sein d'un milieu modifie la structure de ce milieu et influe aussi sur les échanges thermiques. Par exemple, un thermocouple à l'intérieur d'un matériau solide constitue une région de discontinuité des coefficients thermiques provoquant des perturbations dans l'écoulement de la chaleur. Au sein d'un fluide en écoulement, il crée derrière lui de la turbulence qui agit sur les échanges par convection. Dans l'un ou l'autre cas, l'effet est d'autant plus sensible que les dimensions de ce thermomètre sont plus importantes et que les gradients de température sont plus élevés.

En ce qui concerne les mesures de températures superficielles le problème est encore plus complexe. Les récepteurs ayant des dimensions finies doivent être noyés dans le fluide ou le solide ou même, partiellement, dans les deux.

Si le thermomètre est placé dans le fluide contre la paroi il modifie localement les échanges thermiques puisqu'il perturbe l'écoulement en ce point et modifie par là, localement, la température de la surface. Même si la perturbation est négligeable vis à vis des échanges subis par la totalité du corps, la mesure s'effectue justement là où la perturbation est produite.

Il semble donc préférable de noyer le récepteur dans la paroi mais la température mesurée n'est plus alors réellement la température superficielle.

D'autre part aux températures élevées les effets de rayonnement entrent en jeu de façon notable. Comme le récepteur et la paroi ne possèdent pas toujours les mêmes facteurs d'émission, il peut en résulter une variation locale de la température superficielle, entraînant par là même une modification du flux de chaleur convectée et par contre-coup une nouvelle variation de température.

Si le thermomètre à film mince de platine serait théoriquement le récepteur le mieux adapté à ces mesures, son emploi est malgré tout limité par un certain nombre de raisons technologiques. Actuellement son utilisation semble n'être intéressante que dans le cas d'évolutions de températures faibles et extrêmement rapides, telles que celles observées sur les parois d'un tube à choc [4].

Du point de vue pratique, d'autres difficultés apparaissent dans les mesures de températures superficielles par contact.

La première de ces difficultés provient du fait qu'un thermomètre ne peut indiquer que la température en un seul point. Or il a été dit précédemment qu'il était nécessaire de connaître la répartition des températures sur toute la surface. Il faudra donc multiplier le nombre des récepteurs autant de fois qu'il sera jugé convenable de manière que l'ensemble des points de mesure permette d'établir la carte précise des températures. Dans ces conditions, les perturbations seront multipliées et les échanges thermiques risqueront d'être fortement modifiés; ceci d'autant plus que le corps sera de dimensions petites et que les gradients de température seront plus élevés.

De plus un matériel important est alors nécessaire pour mesurer et par la suite enregistrer un nombre élevé de paramètres.

Une autre difficulté provient de la fixation du récepteur sur la surface étudiée. L'organe considéré est souvent soumis à des vibrations ou à des érosions importantes qui tendent à arracher le récepteur. Ceci est encore plus important pour les récepteurs placés sur des parties mobiles soumises à des accélérations intenses. Dans ce dernier cas, il faut transmettre le signal depuis cet élément mobile. Ceci oblige d'utiliser, par exemple, des contacts glissants qui entraînent des difficultés bien connues.

I,4. LES MESURES DE TEMPÉRATURES SUPERFICIELLES PAR RAYONNEMENT.

Ces inconvénients ont incité à développer les méthodes de mesure de températures superficielles par rayonnement. Celles-ci présentent des avantages certains aussi bien du point de vue théorique que du point de vue purement technologique.

Le premier de ces avantages, et sans doute le plus important, est que dans ces méthodes le récepteur ne perturbe jamais les échanges thermiques entre la paroi et le fluide qui l'échauffe. Sa présence ne peut modifier que dans une infime proportion le flux de rayonnement reçu par la surface et provenant de tous les objets environnants. Ce flux n'est d'ailleurs que secondaire étant donné la nature même des échanges thermiques.

Un deuxième avantage réside dans le fait qu'une telle méthode ne nécessite jamais une transformation de l'organe étudié, comme c'est généralement le cas avec les thermocouples qui doivent être soudés ou encastrés et qui exigent des canalisations permettant de passer les fils de jonction.

Un autre avantage provient de la possibilité de réaliser simplement des balayages optiques permettant de déterminer des répartitions de températures avec un seul pyromètre. Ces balayages ne sont intéressants que s'ils ont lieu en un temps suffisamment court, ce qui est généralement possible grâce aux constantes de temps particulièrement faibles des récepteurs utilisés. Ceci est encore plus appréciable avec les méthodes photographiques où, par un seul cliché, il est possible d'obtenir la carte des répartitions de températures.

Enfin le dernier avantage est de permettre des mesures de températures très élevées, bien supérieures aux limites permises avec les thermomètres usuels.

Ces méthodes optiques présentent donc des avantages indéniables mais les difficultés qu'elles soulèvent n'en sont pas moins importantes. Celles-ci proviennent surtout du fait que la grandeur mesurée réellement n'est pas la température elle-même mais un flux dont la valeur est reliée à cette température d'une manière plus ou moins explicite.

Il faut en effet en premier lieu relier la valeur du flux émis par la surface à celle de sa température superficielle. C'est donc un problème d'émissivité de la surface et plus particulièrement de facteur d'émission. Il convient ensuite de connaître le rapport entre le flux émis et le flux reçu par le récepteur. Ceci est un problème de transmission du milieu traversé. Enfin il reste à déterminer à partir de ce flux, le flux réellement analysé par le récepteur. C'est le problème de la sélectivité et de la sensibilité des cellules photosensibles utilisées.

Il est souvent possible d'éviter ces difficultés grâce à des étalonnages directs de tout le système de mesure, lesquels ne peuvent être valables que si toutes les précautions nécessaires ont été prises. Celles-ci ne sont d'ailleurs que la conséquence des problèmes signalés ci-dessus.

De plus, les systèmes de balayages optiques entraînent des difficultés techniques pour leur réalisation et rendent parfois délicate l'interprétation des résultats en raison de l'intervention de la constante de temps des récepteurs.

II. EXAMEN DES PROBLÈMES SOULEVÉS PAR LES MÉTHODES OPTIQUES

II.1. LE PRINCIPE DES MÉTHODES OPTIQUES.

Il a été rappelé dans l'introduction que tous les corps échangent de l'énergie, en particulier par rayonnement, avec les objets qui les environnent. Cet échange, s'effectue toujours du corps le plus chaud vers le corps le plus froid et, s'il dépend naturellement des caractéristiques des éléments en présence, il est une fonction croissante de la différence des températures. Par conséquent, si l'on connaît ces caractéristiques et si l'un des objets, le récepteur, permet d'évaluer le flux thermique échangé, il devient possible, théoriquement du moins, de déterminer la différence des températures des deux objets en présence. Si, d'autre part, un thermomètre indique la température du récepteur, celle de l'autre objet, l'émetteur, s'en déduit immédiatement.

Dans un grand nombre de cas la température de l'émetteur est très notablement supérieure à celle du récepteur de sorte que le flux échangé est pratiquement égal au flux reçu par le récepteur. Il ne dépend évidemment plus que de la température de l'émetteur. Une relation directe entre la valeur du flux mesuré et celle de la température superficielle existe.

Si l'écart des températures des deux éléments n'est plus aussi important le flux échangé dépend du flux émis par le récepteur. Dans la pratique, ce dernier flux reste constant puisque le récepteur garde toujours sensiblement la même température, celle de l'atmosphère ambiante.

Dans ces conditions, la mesure du flux échangé sera encore directement liée à la valeur de la température de l'émetteur tant que des variations occasionnelles de la température du récepteur n'introduiront pas d'erreurs notables sur l'évaluation de la température mesurée. Ceci entraîne donc une limitation dans les possibilités de mesure par voie optique. Il sera nécessaire de la préciser.

De plus, le récepteur et l'émetteur n'étant jamais isolés dans l'espace, tous les objets environnants échangent de l'énergie avec eux. Il conviendrait donc de faire le bilan de tous ces échanges afin de connaître l'importance relative du flux que l'on cherche plus particulièrement à mesurer. Or, dans la plupart des cas, il est impossible de faire cette évaluation. Mais dans la pratique, on opère de manière que les objets environnant le récepteur, autres que l'émetteur, soient à des températures aussi voisines que possible de celle de ce récepteur. Les flux échangés seront suffisamment faibles pour ne pas introduire d'erreurs importantes, ce qui aurait pu entraîner une nouvelle limitation du domaine des températures mesurables.

Avant d'examiner ce problème en détail, nous rappellerons succinctement les lois qui régissent les échanges par rayonnement.

II.2. RAPPEL DES LOIS DU RAYONNEMENT.

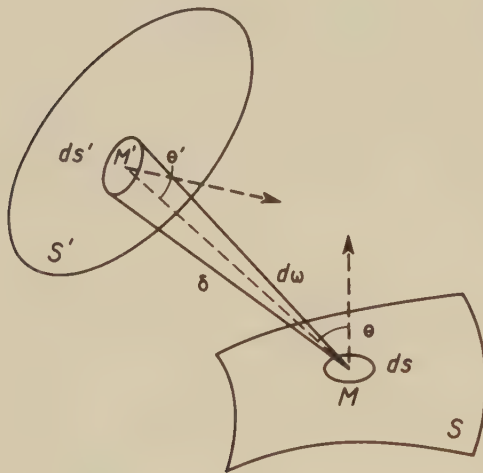


Fig.1- Eléments géométriques du rayonnement émis par une surface S' et capté par une surface S .

Un élément d'aire ds , suffisamment petit pour être considéré comme plan, appartenant à la surface limite d'un solide quelconque, émet dans tout l'espace libre un rayonnement qui, par suite de sa nature ondulatoire, ne peut être isotrope. Cependant, dans une direction donnée (fig.1) à partir de cet élément, le flux rayonné $d\varphi$ est proportionnel à ds et à l'angle solide $d\omega$ entourant cette direction. On peut donc écrire :

$$(22.1) \quad d\varphi = A ds \cdot d\omega,$$

A étant un facteur dépendant de la direction considérée et évidemment des caractéristiques physiques et thermiques de la surface en ce point.

Un cas idéal se présente souvent : c'est celui où A est proportionnel au cosinus de l'angle θ entre la direction considérée et la normale à ds . C'est-à-dire :

$$(22.2) \quad d\varphi = L \cos \theta ds \cdot d\omega,$$

où le facteur L , indépendant de θ , est appelé la

luminance de la surface au point considéré. On dit alors que le rayonnement suit la loi de Lambert.

En dehors de ce cas idéal, nous admettrons, dans tous les exemples que nous rencontrerons que le facteur A est fonction de la nutation θ mais non de la précession de la direction considérée autour de la normale à ds . Or comme l'expérience montre que $\frac{A}{\cos \theta}$ est toujours peu variable avec θ , nous conviendrons de poser dans tous les cas :

$$(22.3) \quad A = L \cos \theta,$$

L étant alors une fonction de l'angle θ , variant peu avec celui-ci et dépendant, évidemment, des caractéristiques d'émission de la surface ds , en particulier de sa température.

Si nous considérons maintenant un récepteur de surface ds' infiniment petite, placé dans cette direction θ , à une distance δ de ds , l'angle sous lequel ds voit ds' est :

$$(22.4) \quad d\omega = \frac{ds' \cos \theta'}{\delta^2},$$

où θ' représente l'angle de la normale à ds' avec le rayon vecteur allant de ds à ds' . Ainsi le flux émis par ds et tombant sur ds' sera :

$$(22.5) \quad d\varphi = L \frac{ds \cos \theta \cdot ds' \cos \theta'}{\delta^2}.$$

Cette formule est appelée la loi de Bouguer [5].

Quant au récepteur, il n'absorbera pas la totalité de ce flux mais uniquement une portion α de celui-ci, α étant son facteur d'absorption. Le flux absorbé $d\varphi_a$ peut donc s'écrire :

$$(22.6) \quad d\varphi_a = \alpha L \frac{ds \cos \theta \cdot ds' \cos \theta'}{\delta^2}.$$

Il convient de considérer la répartition spectrale du rayonnement. Si l_λ est la luminance monochromatique de la surface

$$(22.7) \quad L = \int_0^\infty l_\lambda d\lambda,$$

et si α_λ est le facteur d'absorption monochromatique du récepteur, le facteur d'absorption total pour le rayonnement considéré est :

$$(22.8) \quad \alpha = \frac{\int_0^\infty \alpha_\lambda l_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty l_\lambda d\lambda}.$$

Nous obtenons :

$$(22.9) \quad \alpha L = \int_0^\infty \alpha_\lambda l_\lambda d\lambda.$$

De sorte que :

$$(22.10) \quad d\varphi_a = \frac{ds \cos \theta \cdot ds' \cos \theta'}{\delta^2} \int_0^\infty \alpha_\lambda l_\lambda d\lambda.$$

Il est nécessaire, de plus, de faire intervenir la transparence spectrale τ_λ du milieu fluide traversé par le rayonnement entre ds et ds' et par conséquent :

$$(22.11) \quad d\varphi_a = \frac{ds \cos \theta \cdot ds' \cos \theta'}{\delta^2} \int_0^\infty \alpha_\lambda \tau_\lambda l_\lambda d\lambda.$$

Dans le cas réel où l'émetteur et le récepteur ne sont plus infiniment petits, le flux total Φ_a absorbé par le récepteur et provenant de l'émetteur s'écrit donc :

$$(22.12) \quad \Phi_a = \iint_S ds \cos \theta \iint_{S'} \frac{ds' \cos \theta'}{\delta^2} \int_0^\infty \alpha_\lambda \tau_\lambda l_\lambda d\lambda.$$

En général le calcul de cette intégrale multiple est particulièrement délicat puisqu'en principe les divers paramètres intervenant ne sont pas indépendants les uns des autres. En effet :

- l_λ dépend, en plus de la longueur d'onde λ , du point M considéré sur S et de plus de l'angle θ .
- α_λ dépend évidemment du point M' considéré sur S' ainsi que de l'angle d'incidence θ' et évidemment de la longueur d'onde.
- τ_λ dépend du parcours dans le milieu fluide, donc à la fois de M et M' , ceci en plus de sa dépendance vis à vis de la longueur d'onde.
- δ dépend évidemment de M et de M' .

Pour effectuer cette intégration il est nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices.

Nous supposons en premier lieu que les surfaces S et S' sont très petites et en particulier que leurs dimensions sont négligeables par rapport à δ . Il en résulte tout de suite que l'on peut

considérer δ comme une constante. Il suffit pour que l'erreur ainsi introduite soit notablement inférieure à 1/100 que δ soit supérieure à 10 fois la plus grande dimension de S et de S' , ce qui est souvent réalisé dans la pratique.

Il en résulte également que tous les rayons vecteurs traversent successivement les mêmes régions et par conséquent que τ_λ est le même pour tous ces rayons.

D'autre part, si l'on admet que S et S' ont des rayons de courbure assez grands par rapport à leurs dimensions, les égalités suivantes se vérifient facilement (sauf dans le cas d'incidences rasantes) :

$$(22.13) \quad \iint_S ds \cos \theta = S \cos \theta_0,$$

et

$$(22.14) \quad \iint_{S'} ds' \cos \theta' = S' \cos \theta'_0,$$

les angles θ_0 et θ'_0 étant des angles d'incidence moyenne.

Il en résulte par là même que les quantités α_λ , dépendant de θ' , et l_λ , dépendant de θ , dont les variations sont lentes avec ces angles, restent pratiquement constantes pour tous les rayons vecteurs.

Nous supposons également, tout au moins dans ce paragraphe, que tous les points de S présentent une même température et une même émissivité, autrement dit, le même l_λ .

Moyennant toutes ces hypothèses, on peut constater que les intégrales de (22.12) deviennent indépendantes et que le flux peut s'écrire :

$$(22.15) \quad \Phi_a = \frac{S \cos \theta_0 \cdot S' \cos \theta'_0}{\delta^2} \int_0^\infty \alpha_\lambda(\theta'_0) \tau_\lambda(S) l_\lambda(\theta_0) d\lambda.$$

Les quantités $\Omega' = \frac{S \cos \theta_0}{\delta^2}$ et $\Omega = \frac{S' \cos \theta'_0}{\delta^2}$ représentent les angles solides sous lesquels on voit respectivement S' à partir de S et S à partir de S' , de sorte que Φ_a peut se mettre sous l'une des trois formes suivantes :

$$(22.16) \quad \Phi_a = \Omega' S' \cos \theta'_0 \int_0^\infty \alpha_\lambda \tau_\lambda l_\lambda d\lambda,$$

$$(22.17) \quad \Phi_a = \Omega S \cos \theta_0 \int_0^\infty \alpha_\lambda \tau_\lambda l_\lambda d\lambda,$$

$$(22.18) \quad \Phi_a = \Omega \Omega' \delta^2 \int_0^\infty \alpha_\lambda \tau_\lambda l_\lambda d\lambda.$$

En réalité si la surface S est toujours considérée comme petite, il en va parfois différemment de la surface S' , en particulier si un objectif est interposé entre le récepteur et l'émetteur. Dans ce dernier cas en effet, S' correspond à la surface de la lentille frontale dont les dimensions ne sont pas toujours négligeables, vis à vis de δ . Pourtant l'hypothèse d'un δ constant reste valable. S se trouve en général situé sur l'axe optique de l'objectif ou dans son voisinage et l'ouverture de cet objectif (Ω) est toujours assez faible. Dans les exemples que nous aurons à considérer au cours de cette étude cette condition sera toujours remplie. Les conséquences qui en découlent restent donc encore valables. En particulier θ et θ' s'écartent peu de leurs valeurs moyennes θ_0 et θ'_0 et ainsi α_λ et l_λ restent sensiblement égaux à $\alpha_\lambda(\theta'_0)$ et $l_\lambda(\theta_0)$ respectivement.

En ce qui concerne τ_λ nous remarquerons que sa valeur provient d'une part de la transmission des optiques, pratiquement indépendante du rayon vecteur considéré, et de la transmission du fluide traversé. Or dans toutes les mesures effectuées l'influence du milieu traversé a été minimisée autant qu'il était possible.

Il est donc tout à fait normal d'admettre que les défauts d'homogénéité de ce milieu, pouvant provoquer des variations de τ_λ pour des rayons vecteurs différents, n'entraînent que des erreurs négligeables.

Dans ces conditions, le flux absorbé par le récepteur peut encore s'exprimer par :

$$(22.17) \quad \Phi_a = \Omega S \cos \theta_o \int_0^\infty \alpha_\lambda \tau_\lambda l_\lambda d\lambda,$$

mais les deux autres formules (22.16) et (22.18) seraient légèrement erronées.

Avant d'examiner plus en détail comment interviennent réellement l'émetteur par l'intermédiaire de l_λ , le fluide par l'intermédiaire de τ_λ et le récepteur par l'intermédiaire de α_λ , il est nécessaire de faire le bilan d'énergie des échanges thermiques subis par le récepteur afin de déterminer dans quelle proportion Φ_a représente le flux réellement analysé.

II.3. BILAN ÉNERGÉTIQUE DES ÉCHANGES THERMIQUES SUBIS PAR LE RÉCEPTEUR.

Considérons pour cela le cas habituel où un objectif forme l'image de la surface émettrice sur la surface sensible S' du récepteur. S peut être alors considérée comme étant l'image de S' donnée par l'objectif dans le plan de la surface émettrice, puisque seuls les rayons issus de cette image et traversant l'objectif atteindront S' .

Le récepteur est en général normal à l'axe optique de sorte que :

$$(23.1) \quad S' = SG^2 \cos \theta_o,$$

où G est le grandissement de l'objectif. Ainsi :

$$(23.2) \quad \Phi_a = \frac{\Omega S'}{G^2} \int_0^\infty \alpha_\lambda \tau_\lambda l_\lambda d\lambda.$$

Ce flux tombe sur le récepteur à l'intérieur d'un angle Ω' tel que :

$$(23.3) \quad \Omega' = \frac{\Omega}{G^2}.$$

Mais le récepteur reçoit en plus, dans le même angle Ω' , le rayonnement émis par l'objectif lui-même et, dans l'angle $(2\pi - \Omega')$, le rayonnement du milieu environnant.

Pour évaluer la première de ces deux quantités, nous admettrons que l'émission de l'objectif suit la loi de Lambert et que son facteur d'émission est $(\epsilon_\lambda)_o$. Il en résulte que le flux provenant de l'objectif, reçu par le récepteur et analysé par lui, est :

$$(23.4) \quad \Phi'_a = \Omega' S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (\epsilon_\lambda)_o (l_\lambda^o)_o d\lambda,$$

où $(l_\lambda^o)_o$ représente la luminance du corps noir à la température T_o de l'objectif. Il en est de même pour le flux provenant du reste du milieu environnant que nous supposons à la température moyenne T_e et rayonnant comme un corps noir :

$$(23.5) \quad \Phi''_a = (\pi - \Omega') S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (l_\lambda^o)_e d\lambda^{(*)},$$

où $(l_\lambda^o)_e$ représente la luminance du corps noir à la température T_e .

Ainsi le récepteur reçoit le flux total :

$$(23.6) \quad \Sigma \Phi_a = \Phi_a + \Phi'_a + \Phi''_a = \Omega' S' \int_0^\infty \alpha_\lambda \tau_\lambda (\epsilon_\lambda)_s (l_\lambda^o)_s d\lambda + \Omega' S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (\epsilon_\lambda)_o (l_\lambda^o)_o d\lambda + (\pi - \Omega') S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (l_\lambda^o)_e d\lambda,$$

où $(\epsilon_\lambda)_s$ représente le facteur d'émission de la surface et $(l_\lambda^o)_s$ la luminance du corps noir à la température T_s de l'émetteur.

Nous poserons également :

$$(23.7) \quad \tau_\lambda = (\tau_\lambda)_f \cdot (\tau_\lambda)_o,$$

(*) Le terme $(\pi - \Omega')$ provient de l'intégration de $f \cos \theta d\omega$ dans tout l'espace limité par le plan du récepteur et par l'angle solide Ω' petit devant 2π stéradians.

où $(\tau_\lambda)_f$ représente la transmission du fluide et $(\tau_\lambda)_o$ celle de l'objectif, et si nous considérons que le facteur de réflexion de l'objectif est négligeable, en première approximation, on peut écrire :

$$(23.8) \quad (\varepsilon_\lambda)_o = (\alpha_\lambda)_o = 1 - (\tau_\lambda)_o.$$

Ainsi :

$$(23.9) \quad \Sigma \Phi_a = \Omega' S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (\tau_\lambda)_o (\tau_\lambda)_f (\varepsilon_\lambda)_s (l_\lambda^o)_s d\lambda + \Omega' S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (1 - (\tau_\lambda)_o) (l_\lambda^o)_o d\lambda + (\pi - \Omega') S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (l_\lambda^o)_e d\lambda,$$

ou bien :

$$(23.10) \quad \Sigma \Phi_a = \Omega' S' \int_0^\infty \alpha_\lambda [(\tau_\lambda)_o (\tau_\lambda)_f (\varepsilon_\lambda)_s (l_\lambda^o)_s - (l_\lambda^o)_e] d\lambda + \Omega' S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (1 - (\tau_\lambda)_o) (l_\lambda^o)_o d\lambda + \pi S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (l_\lambda^o)_e d\lambda.$$

D'autre part, le flux émis par le récepteur peut s'écrire, en supposant ici encore que sa surface émet, suivant la loi de Lambert :

$$(23.11) \quad \Phi_{em} = \pi S' \int_0^\infty (\varepsilon_\lambda)_r (l_\lambda^o)_r d\lambda = \pi S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (l_\lambda^o)_r d\lambda,$$

puisque $(\varepsilon_\lambda)_r = \alpha_\lambda$ d'après la loi de Kirchhoff.

Ainsi le flux échangé Φ_{ech} entre le récepteur et le voisinage est :

$$(23.12) \quad \Phi_{ech} = \Sigma \Phi_a - \Phi_{em} = \Omega' S' \int_0^\infty \alpha_\lambda [(\tau_\lambda)_o (\tau_\lambda)_f (\varepsilon_\lambda)_s (l_\lambda^o)_s - (l_\lambda^o)_e] d\lambda + \\ + \Omega' S' \int_0^\infty \alpha_\lambda (1 - (\tau_\lambda)_o) (l_\lambda^o)_o d\lambda + \pi S' \int_0^\infty \alpha_\lambda ((l_\lambda^o)_e - (l_\lambda^o)_r) d\lambda.$$

Pour calculer cette expression, nous remarquerons d'abord que les facteurs $(\tau_\lambda)_f$ et $(\tau_\lambda)_o$ restent voisins de 1 pour tout le domaine spectral de sensibilité du récepteur, c'est-à-dire que pratiquement :

$$(23.13) \quad \int_0^\infty \alpha_\lambda (\tau_\lambda)_o (\tau_\lambda)_f (\varepsilon_\lambda)_s (l_\lambda^o)_s d\lambda \approx \int_0^\infty \alpha_\lambda (\varepsilon_\lambda)_s (l_\lambda^o)_s d\lambda.$$

Nous pouvons écrire suivant des conventions bien connues :

$$(23.14) \quad \int_0^\infty \alpha_\lambda (\varepsilon_\lambda)_s (l_\lambda^o)_s d\lambda = \alpha'_{Ts} \varepsilon_{Ts} \frac{\sigma}{\pi} T_s^4,$$

où ε_{Ts} est le facteur d'émission total de la surface S et α'_{Ts} le facteur d'absorption total de ce rayonnement par S' . C'est pour indiquer que ce facteur d'absorption ne correspond pas à un rayonnement de corps noir que l'indice ' a été placé après α_{Ts} .

D'une manière semblable, nous pouvons écrire :

$$(23.15) \quad \int_0^\infty \alpha_\lambda (l_\lambda^o)_e d\lambda = \alpha_{Te} \frac{\sigma}{\pi} T_e^4,$$

$$(23.16) \quad \int_0^\infty \alpha_\lambda (1 - (\tau_\lambda)_o) (l_\lambda^o)_o d\lambda = \int_0^\infty \alpha_\lambda (\varepsilon_\lambda)_o (l_\lambda^o)_o d\lambda = \alpha'_{To} \varepsilon'_{To} \frac{\sigma}{\pi} T_o^4,$$

$$(23.17) \quad \int_0^\infty \alpha_\lambda (l_\lambda^o)_r d\lambda = \alpha_{Tr} \frac{\sigma}{\pi} T_r^4.$$

D'après les remarques faites plus haut, le facteur ε'_{To} est très petit et $\alpha'_{To} \varepsilon'_{To}$ est négligeable devant α_{To} .

D'autre part, les températures T_e , T_o et T_r étant très voisines et le facteur d'absorption total α_T variant très peu avec la température, on peut admettre :

$$(23.18) \quad \alpha_{T_e} = \alpha_{T_o} = \alpha_{T_r}.$$

Dans ces conditions l'intégrale $\int_0^\infty \alpha_\lambda (1 - (\tau_\lambda)_o) (l_\lambda^o)_o d\lambda$ est négligeable devant $\int_0^\infty \alpha_\lambda (l_\lambda^o)_e d\lambda$ et par conséquent :

$$(23.19) \quad \Phi_{ech} = \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} [\alpha'_{T_s} \varepsilon_{T_s} T_s^4 - \alpha_{T_e} T_e^4] + \sigma S' \alpha_{T_e} [T_e^4 - T_r^4].$$

Ce qui est recherché ici, c'est l'importance du premier terme par rapport aux autres représentant le flux parasite. Nous ferons pour cela plusieurs remarques :

D'une part, les surfaces dont les températures ont été mesurées au cours de cette étude possèdent une émission voisine de celle d'un corps gris. Il en résulte que $\alpha'_{T_s} = \alpha_{T_s}$, où α_{T_s} est le facteur d'absorption du récepteur pour le rayonnement du corps noir à la température T_s .

D'autre part, nous montrerons que α_T augmente lorsque la température augmente de sorte que $\alpha_{T_s} > \alpha_{T_e}$ et par conséquent : $\alpha'_{T_s} > \alpha_{T_e}$.

De plus :

$$(23.20) \quad \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \alpha_{T_e} T_e^4 + \sigma S' \alpha_{T_e} [T_r^4 - T_e^4] = \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \alpha_{T_e} T_e^4 \left[1 + \frac{\pi}{\Omega'} \frac{T_r^4 - T_e^4}{T_e^4} \right],$$

T_r étant très voisin de T_e , cette quantité peut s'écrire :

$$(23.21) \quad \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \alpha_{T_e} T_e^4 \left[1 + \frac{4\pi}{\Omega'} \frac{\Delta T}{T_e} \right],$$

où $\Delta T = T_r - T_e$.

En pratique $\frac{\Omega'}{\pi}$ est toujours supérieur ou au moins égal à 0,01, ou $\frac{\pi}{\Omega'} \leq 100$.

La différence de température ne dépasse que rarement 5°C de sorte que :

$$(23.22) \quad 1 + \frac{4\pi}{\Omega'} \frac{\Delta T}{T_e} \leq 7,7.$$

Nous avons donc pour le flux parasite Φ_p :

$$(23.23) \quad \Phi_p \leq \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \cdot 7,7 \alpha_{T_e} T_e^4.$$

Le flux à mesurer, ou flux incident, Φ_i , peut également s'écrire :

$$(23.24) \quad \Phi_i = \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \alpha'_{T_s} \varepsilon_{T_s} T_s^4 \geq \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \alpha_{T_e} \varepsilon_{T_s} T_s^4.$$

De sorte que :

$$(23.25) \quad \frac{\Phi_p}{\Phi_i} \leq \frac{7,7 T_e^4}{\varepsilon_{T_s} T_s^4}.$$

Ce rapport peut atteindre l'unité, par exemple si $\varepsilon_{T_s} = 0,5$ et $T_s = 2 T_e$. Dans ce cas, même s'il est possible d'isoler le flux incident du flux parasite, les fluctuations d'échanges thermiques entre le récepteur et les objets environnants entraînent une erreur de même importance sur le flux mesuré. C'est pourquoi des précautions importantes doivent être prises pour la détermination des températures superficielles peu supérieures à la température ambiante.

En général heureusement le flux parasite n'est pas aussi important. De toute manière, comme ce flux existe toujours, il doit en être tenu compte, aussi bien au moment de l'étalonnage qu'au moment de la mesure, les fluctuations entre ces deux instants étant minimisées autant qu'il est possible.

Le flux mesuré est alors comparé à un flux de référence. Dans ce cas on vise alternativement la surface dont on veut mesurer la température et une surface à température connue T_a . Ainsi,

pour la première visée :

$$(23.26) \quad \Phi_{ech} = \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \left[\alpha'_{T_s} \varepsilon_{T_s} T_s^4 - \alpha_{T_e} T_e^4 \right] + \sigma S' \alpha_{T_e} \left[T_e^4 - T_r^4 \right]$$

et pour la seconde :

$$(23.27) \quad \Phi'_{ech} = \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \left[\alpha'_{T_a} \varepsilon_{T_a} T_a^4 - \alpha_{T_e} T_e^4 \right] + \sigma S' \alpha_{T_e} \left[T_e^4 - T_r^4 \right].$$

La mesure est obtenue par la différence de ces deux quantités :

$$(23.28) \quad \Phi_{ech} - \Phi'_{ech} = \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \left[\alpha'_{T_s} \varepsilon_{T_s} T_s^4 - \alpha'_{T_a} \varepsilon_{T_a} T_a^4 \right].$$

Pour des raisons technologiques que nous indiquerons plus loin, il convient de rendre ε_{T_a} aussi voisin que possible de l'unité.

Il en résulte que $\alpha'_{T_a} = \alpha_{T_a}$. D'autre part, nous avons déjà remarqué plus haut que $\alpha'_{T_s} = \alpha_{T_s}$ par suite de la nature du rayonnement des matériaux dont on mesure les températures superficielles.

Ainsi :

$$(23.29) \quad \Phi_{ech} - \Phi'_{ech} = \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \left[\alpha_{T_s} \varepsilon_{T_s} T_s^4 - \alpha_{T_a} T_a^4 \right].$$

Si au cours des mesures l'élément de référence change de température, celle-ci devenant $T'_a = T_a + \Delta T_a$, la même indication ne sera fournie par le pyromètre que si la température de l'objet visé devient $T'_s = T_s + \Delta T_s$, telle que :

$$(23.30) \quad \Phi_{ech} - \Phi'_{ech} = \Omega' S' \frac{\sigma}{\pi} \left[\alpha_{T'_s} \varepsilon_{T'_s} T'^4_s - \alpha_{T'_a} T'^4_a \right].$$

ΔT_s est donc l'erreur sur la mesure entraînée par une variation ΔT_a de la température de l'élément de référence. Or ΔT_a et ΔT_s étant petits, il en résulte que $\alpha_{T_a} = \alpha_{T'_a}$, $\varepsilon_{T'_s} = \varepsilon_{T_s}$, $\alpha_{T'_s} = \alpha_{T_s}$.

Ainsi, nous obtenons :

$$(23.31) \quad \alpha_{T_s} \varepsilon_{T_s} T_s^4 - \alpha_{T_a} T_a^4 = \alpha_{T_s} \varepsilon_{T_s} T'^4_s - \alpha_{T_a} T'^4_a,$$

ou

$$(23.32) \quad \alpha_{T_s} \varepsilon_{T_s} T_s^3 \Delta T_s = \alpha_{T_a} T_a^3 \Delta T_a.$$

D'où :

$$(23.33) \quad \Delta T_s = \frac{1}{\varepsilon_{T_s}} \frac{\alpha_{T_a}}{\alpha_{T_s}} \left(\frac{T_a}{T_s} \right)^3 \Delta T_a.$$

Or, il a déjà été remarqué que $\alpha_{T_a} < \alpha_{T_s}$ de sorte que :

$$(23.34) \quad \Delta T_s < \frac{1}{\varepsilon_{T_s}} \left(\frac{T_a}{T_s} \right)^3 \Delta T_a.$$

A titre indicatif, les courbes de la figure 2 donnent en fonction de T_s l'erreur ΔT_s entraînée par des ΔT_a de 5 et 15°C et pour des facteurs d'émission ε_{T_s} de 0,5 et 1. La température est prise ici égale à la température ambiante (300°K), ce qui est le cas le plus souvent rencontré avec les pyromètres à modulation où l'élément de référence est le disque modulateur lui-même.

Sur ce même graphique est portée également la droite $\Delta T_s = \frac{1}{100} T_s$ (T_s exprimée en °C). De sorte que tous les points situés au-dessus de cette droite correspondent à une erreur supérieure à 1% sur la mesure effectuée en degrés Celsius. Ainsi, si par exemple la température ambiante est susceptible de varier de 15°C (écart maximal de température entre le laboratoire où est effectué l'étalonnage et la cellule d'essai où est effectuée la mesure), on ne peut espérer

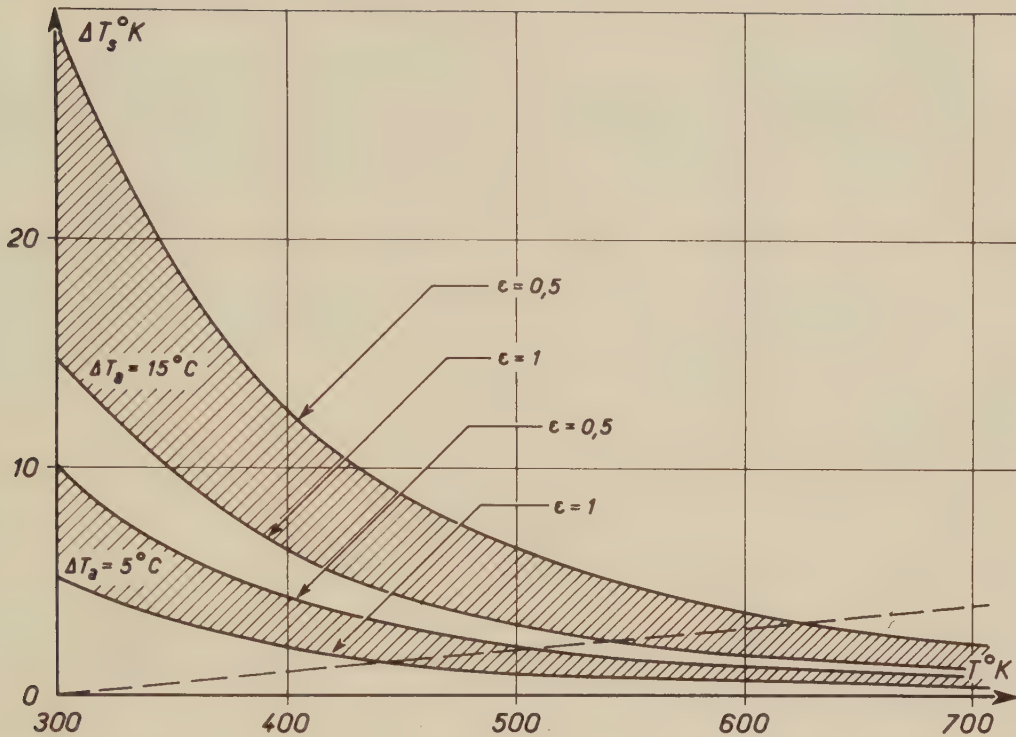


Fig.2- Erreurs ΔT_s en fonction de T_s , introduites sur les mesures pyrométriques par des variations ΔT_a de la température ambiante.

déterminer des températures inférieures à $330^{\circ}C$ si $\epsilon_{Ts} = 0,5$ ou inférieures à $240^{\circ}C$ si $\epsilon_{Ts} = 1$, sans risquer de faire des erreurs supérieures à 1% sur la mesure.

Inversement, pour effectuer des mesures à $200^{\circ}C$ sur des matériaux dont les facteurs d'émission peuvent être égaux ou supérieurs à 0,5, il faut être certain que la température T_a ne variera pas de plus de $5^{\circ}C$, soit au cours de la mesure, soit entre l'instant de l'étalonnage et celui de la mesure.

Bien que dans les exemples qui seront considérés au cours de cette étude la température minimale détectable soit souvent imposée par le bruit de fond des récepteurs, il conviendra de se souvenir que les variations de température ambiante peuvent entraîner des erreurs notables chaque fois que l'on tentera d'effectuer des mesures dans le domaine des températures inférieures à $300^{\circ}C$.

II.4. INFLUENCE DE L'ÉMISSIVITÉ DE LA SURFACE.

II.4.1. POSSIBILITÉ D'UNE ÉTUDE SÉPARÉE DES DIVERS PARAMÈTRES.

Il est bien évident sur la formule (22.17) que les influences de l'émissivité de la surface, de la transmission du milieu traversé et de l'absorption (ou de la sensibilité) du récepteur peuvent difficilement être étudiées isolément, puisque c'est l'intégrale du produit des trois

grandeurs monochromatiques α_λ , τ_λ et l_λ qui intervient ici. Pourtant, grâce à certaines remarques au sujet de τ_λ et α_λ , on peut entreprendre une étude séparée de l'influence de l_λ .

Il a déjà été signalé que :

1. La transmission des milieux rencontrés par ce rayonnement comporte celle des optiques et celle du fluide ambiant. Or, l'influence de ce dernier ne doit le plus souvent introduire que des variations faibles du flux analysé. Par conséquent, il est possible de considérer que sa transmission reste voisine de l'unité, de légères variations n'intervenant que comme causes d'erreurs expérimentales suffisamment faibles pour que l'on puisse examiner par ailleurs leur importance.
2. L'action du récepteur ainsi que celle des optiques est d'abord de limiter le domaine spectral réellement analysé par l'appareil. Dans ce domaine, suffisamment étroit comme il sera montré ultérieurement, on peut admettre que le facteur d'émission reste constant, ce qui permet de le faire sortir du signe d'intégration de la formule (22.17). Nous examinerons ultérieurement les erreurs introduites par une telle hypothèse.

Dans ces conditions, l'intégrale de (22.17) peut s'écrire :

$$(24.1) \quad I = \varepsilon \int_0^\infty \tau_{\lambda_0} \alpha_\lambda l_\lambda^\circ d\lambda,$$

où ε est le facteur d'émission pour le domaine spectral considéré et l_λ° est la luminance du corps noir ayant la même température que la surface visée.

Nous montrerons au paragraphe II,6 que cette intégrale, où il conviendra de remplacer α_λ par σ_λ , sensibilité spectrale du récepteur, peut se calculer pour chaque température de corps noir, et elle sera mise sous la forme :

$$(24.2) \quad \int_0^\infty \tau_{\lambda_0} \sigma_\lambda l_\lambda^\circ d\lambda = \frac{\sigma}{\pi} F(T) T^4.$$

Par conséquent, il devient possible d'écrire :

$$(24.3) \quad \Phi_a = K \cdot \varepsilon \cdot \frac{\sigma}{\pi} F(T) T^4.$$

où K est un facteur dépendant de la configuration du pyromètre, que nous appellerons son facteur géométrique.

Posons :

$$(24.4) \quad \Phi_a = \frac{K}{\pi} \Phi'_a$$

d'où

$$(24.5) \quad \Phi'_a = \varepsilon \sigma F(T) T^4.$$

La figure 3 donne la valeur de Φ'_a en fonction de la température pour des valeurs de celle-ci comprises entre 700°K et 5000°K et pour différentes valeurs de ε comprises entre 0,2 et 1.

En pratique, le facteur d'émission des matériaux ne reste pas constant et l'expérience a montré qu'il augmente avec T . Supposons, par exemple, que ce facteur d'émission augmente de 0,2 à 700°K jusqu'à 1,0 à 1500°K et ceci d'une manière pratiquement linéaire avec la température. Nous obtenons ainsi la variation de Φ'_a avec T . La courbe correspondante est indiquée sur la figure 3 en pointillé.

II,4.2. DIFFÉRENTES FORMES DES MESURES DE TEMPÉRATURE.

Dès lors, nous pouvons voir comment peuvent s'effectuer les mesures de températures superficielles. Pour cela, nous considérerons plusieurs cas :

a) CAS OÙ LE FACTEUR D'ÉMISSION EST CONNU. – Soit d'abord le cas où le facteur d'émission est connu et constant avec la température.

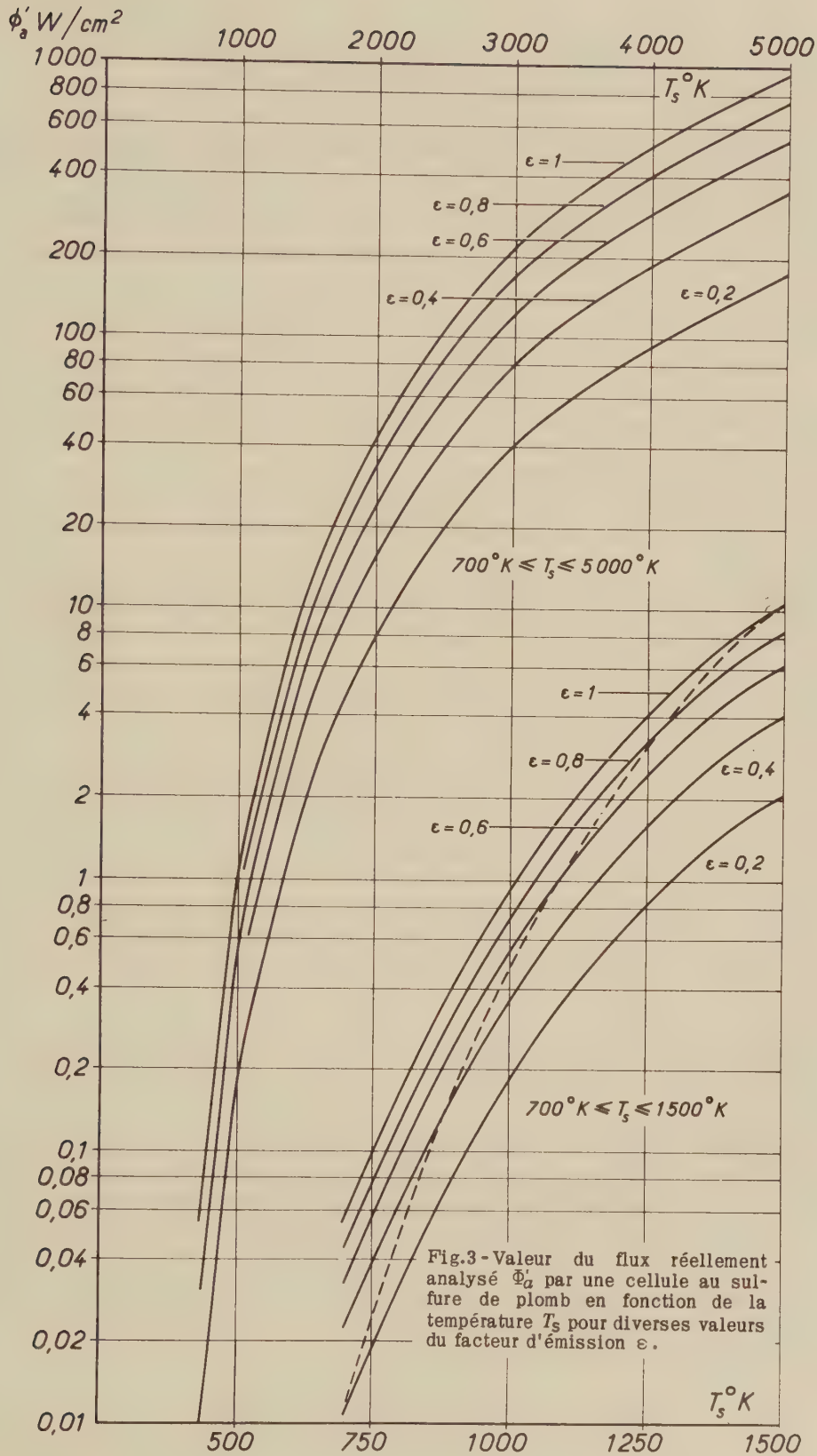


Fig.3-Valeur du flux réellement analysé Φ'_a par une cellule au sulfure de plomb en fonction de la température T_s pour diverses valeurs du facteur d'émission ϵ .

Nous avons vu que le pyromètre mesure en réalité le flux absorbé (ou plutôt le flux analysé) Φ_a . Les considérations géométriques de construction peuvent nous faire connaître le facteur K/π de telle sorte que l'on obtient immédiatement Φ'_a . Comme le facteur d'émission ϵ est connu, il suffit de lire sur la courbe correspondant à ϵ la valeur de la température qui donne le flux Φ'_a . On peut ainsi dire que la courbe de la figure 3, correspondant à cet ϵ , est la courbe d'étalonnage du pyromètre pour mesurer les températures sur la surface considérée.

En général il n'en est pas ainsi, car le facteur d'émission ne reste pas constant lorsque la température varie. Pourtant, si la loi d'évolution est connue, il devient aisé de tracer à partir des graphiques de la figure 3 la nouvelle courbe d'étalonnage du pyromètre de la même manière que nous avons procédé plus haut.

b) CAS OÙ LE FACTEUR D'ÉMISSION VARIE AVEC LA TEMPÉRATURE. — Malheureusement, le facteur d'émission des matériaux utilisés est en général très mal connu et sa loi d'évolution avec la température l'est encore moins bien, d'autant plus que cette évolution peut provenir de deux phénomènes distincts :

Le premier est dû à l'évolution propre du facteur d'émission avec la température, ou plus exactement à l'évolution avec la température du facteur d'émission monochromatique.

Le second est dû au fait, qu'en général ce facteur d'émission monochromatique varie légèrement avec la longueur d'onde; ce que nous avons volontairement négligé jusqu'ici. Dans ce cas, effectivement, l'importance de chaque longueur d'onde dans le domaine spectral utile dépend de la courbe de sensibilité spectrale du récepteur et également de la loi de répartition de l'émission du corps noir, et par conséquent de la température considérée. L'influence de tout ceci sera examinée en détail au paragraphe II,6.

De toute manière, nous considérerons que l'évolution du facteur d'émission est pratiquement inconnue. Nous supposons pourtant que cette évolution est biunivoque, c'est-à-dire qu'à chaque température correspond une valeur bien déterminée de ce facteur d'émission. Ce qui revient pratiquement à dire que la surface ne subit aucune altération au cours des manipulations correspondantes. Dans ces conditions, il devient possible d'effectuer un étalonnage du pyromètre à partir d'un échantillon de même nature placé dans les mêmes conditions et pour lequel il faut pouvoir admettre :

1. Que l'évolution du facteur d'émission de l'échantillon avec la température est également biunivoque.
2. Que ce facteur d'émission est pour chaque température égal à celui de la surface qui doit être étudiée ultérieurement.

Il convient donc d'évaluer les erreurs qui peuvent être introduites lorsque ces conditions ne sont pas parfaitement remplies. Le problème est alors le suivant : au cours de l'étalonnage l'échantillon porté à la température T_s indiquait un flux Φ_a . Supposons que le facteur d'émission ait varié de $-\Delta\epsilon$ entre l'instant de cet étalonnage et un instant ultérieur, ou bien ce qui revient au même, que le facteur d'émission ϵ pour cette température diffère de $-\Delta\epsilon$ entre l'échantillon et la surface visée, de sorte qu'une nouvelle lecture Φ_a du pyromètre ne correspondra plus à la température T_s mais à une température $T_s + \Delta T_s$.

Nous avons l'égalité :

$$(24.6) \quad \sigma \epsilon F(T_s) T_s^4 = \sigma (\epsilon - \Delta\epsilon) F(T_s + \Delta T_s) (T_s + \Delta T_s)^4.$$

C'est-à-dire :

$$(24.7) \quad \sigma F(T_s + \Delta T_s)(T_s + \Delta T_s)^4 = \frac{1}{1 - \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}} \sigma F(T_s) T_s^4.$$

Ainsi pour chaque $\Delta \varepsilon$ on peut déterminer sur la courbe correspondant à $\varepsilon = 1$ de la figure 3 la valeur de $T_s + \Delta T_s$ en fonction de T_s . Les courbes des figures 4 et 4bis correspondent à ces variations pour diverses valeurs du rapport $\Delta \varepsilon / \varepsilon$. Sur ces mêmes graphiques ont été portées les droites $\Delta T_s = 0,2 T_s$, $\Delta T_s = 0,1 T_s$, $\Delta T_s = 0,05 T_s$... (T_s en degrés C) indiquant qu'au-dessus de chaque droite l'erreur correspondante est supérieure à 20%, 10%, 5% etc ... respectivement.

Il apparaît clairement en considérant cet ensemble de courbes qu'une erreur faible sur le facteur d'émission entraîne souvent une erreur négligeable sur la température. Autrement dit, qu'il est possible de faire des mesures de température très précises sans qu'il soit nécessaire de connaître le facteur d'émission avec autant de précision.

Il est également possible de tirer de ces courbes une autre conclusion très importante. Dans le cas où le facteur d'émission est tout à fait inconnu, mais compris par exemple entre 0,6 et 1, nous pouvons constater qu'il est encore possible d'effectuer des mesures. Prenons pour cela le facteur $\varepsilon = 0,8$ et une erreur $\Delta \varepsilon = 0,2$ on voit sur la figure 4 que l'erreur $\Delta T_s / T$ reste encore inférieure à 10%.

Il est bien évident que de telles mesures dénuées de toute précision ne peuvent avoir qu'un caractère indicatif; pourtant il est quand même remarquable que l'on puisse obtenir un ordre de grandeur, d'intérêt souvent primordial, de la température alors qu'un facteur essentiel est pratiquement inconnu.

c) CAS OÙ LE FACTEUR D'ÉMISSION MONOCHROMATIQUE EST CONSTANT DANS LE DOMAINE SPECTRAL UTILE. — Les cas que nous venons d'examiner, bien que fréquents dans la pratique, constituent des cas presque idéaux. Souvent le facteur d'émission d'un matériau subit une évolution au cours du temps, évolution provoquée soit par des transformations chimiques, soit par des transformations thermiques, presque toujours irréversibles. La mesure des températures superficielles par les méthodes optiques semble vouée à un échec, puisqu'il n'y a plus de liaison biunivoque entre la mesure et la température.

Cependant, nous avons vu au paragraphe précédent qu'il était toujours possible d'obtenir l'ordre de grandeur de la température à condition d'admettre que le facteur d'émission reste par exemple compris entre 0,4 et 1; il est permis d'espérer une précision légèrement supérieure si cette variation semble être plus faible.

Il est possible d'obtenir des mesures plus précises lorsque l'hypothèse suivante est vérifiée: Dans tout le domaine spectral de sensibilité du récepteur, la courbe de variation du facteur d'émission en fonction de λ reste la même en valeur relative lorsque le facteur d'émission moyen varie avec le temps et avec la température. Cette hypothèse est souvent justifiée car l'émission des matériaux considérés diffère généralement peu de celle d'un corps gris.

Dans un domaine restreint de longueur d'onde, ε_λ ne varie que très faiblement avec λ . Les variations de température ne peuvent entraîner que des variations du second ordre sur cette loi d'évolution de ε_λ .

Dans ces conditions, il peut être fait appel à une méthode utilisant deux bandes spectrales suffisamment voisines. Soit Φ_a et Φ_b les flux analysés par le récepteur pour chacune de ces bandes.

Nous avons :

$$(24.8) \quad \Phi_a = \frac{K}{\pi} \varepsilon_a \sigma F_a(T) T^4,$$

$$(24.9) \quad \Phi_b = \frac{K}{\pi} \varepsilon_b \sigma F_b(T) T^4.$$

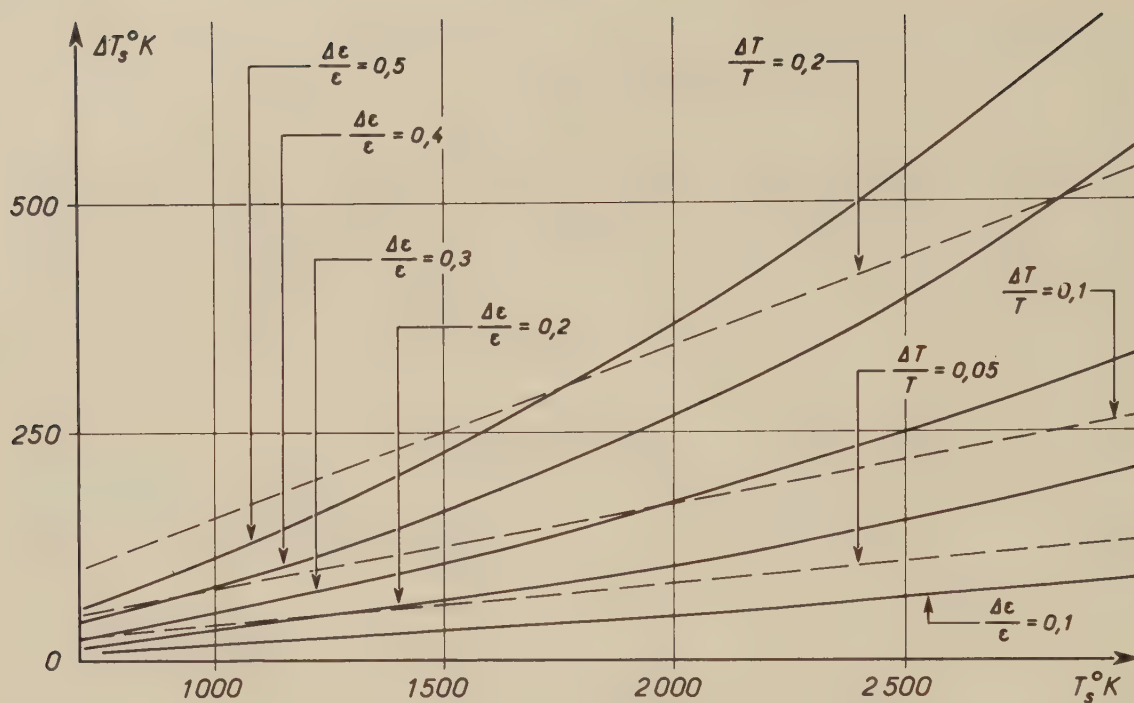


Fig. 4 - Erreur ΔT_s en fonction de T_s pour diverses valeurs de l'erreur relative $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$ sur le facteur d'émission ($0,1 \leq \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \leq 0,5$).

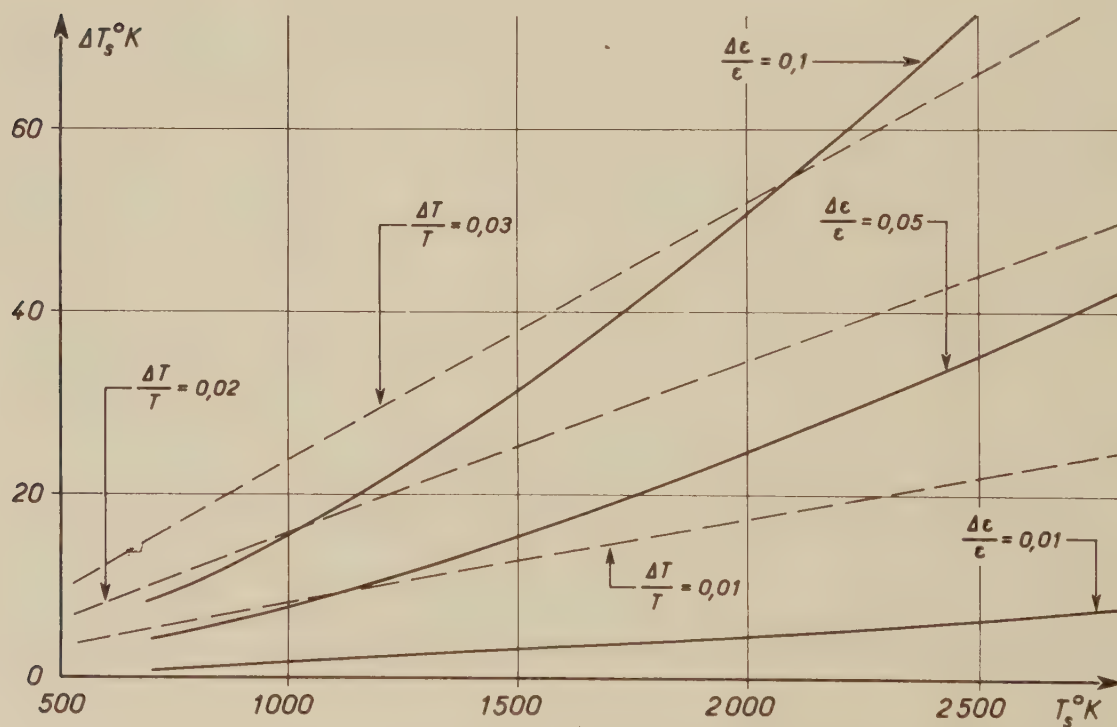


Fig. 4 bis - Erreurs ΔT_s en fonction de T_s pour diverses valeurs de l'erreur relative $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$ sur le facteur d'émission ($0,01 \leq \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \leq 0,1$).

Ainsi :

$$(24.10) \quad R = \frac{\Phi_a}{\Phi_b} = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_b} \cdot \frac{F_a(T)}{F_b(T)}.$$

L'hypothèse que nous avons faite ci-dessus correspond à admettre que ϵ_a/ϵ_b est un rapport indépendant de la température et du temps. Il existe alors une relation biunivoque entre le rapport R et la température T .

La courbe d'étalonnage du pyromètre est alors donnée par l'équation (24.10), où le rapport ϵ_a/ϵ_b (en particulier si l'on a affaire à un corps parfaitement gris $\epsilon_a/\epsilon_b = 1$) est connu, celui-ci pouvant être déterminé expérimentalement pour une seule température.

Dans les exemples qui seront étudiés ultérieurement la première bande correspondra au domaine normal de sensibilité du récepteur, la seconde correspondra à la portion de cette même bande, limitée par un filtre en plexiglas.

La fonction :

$$(24.11) \quad R(T) = \frac{F_a(T)}{F_b(T)}$$

correspondant à ce cas est donnée sur la figure 5. C'est la courbe d'étalonnage du pyromètre dans le cas où $\epsilon_a/\epsilon_b = 1$. Sur cette figure sont également données les valeurs du rapport R lorsque $\epsilon_a/\epsilon_b = 0,8 - 0,9 - 1,1$ et $1,2$.

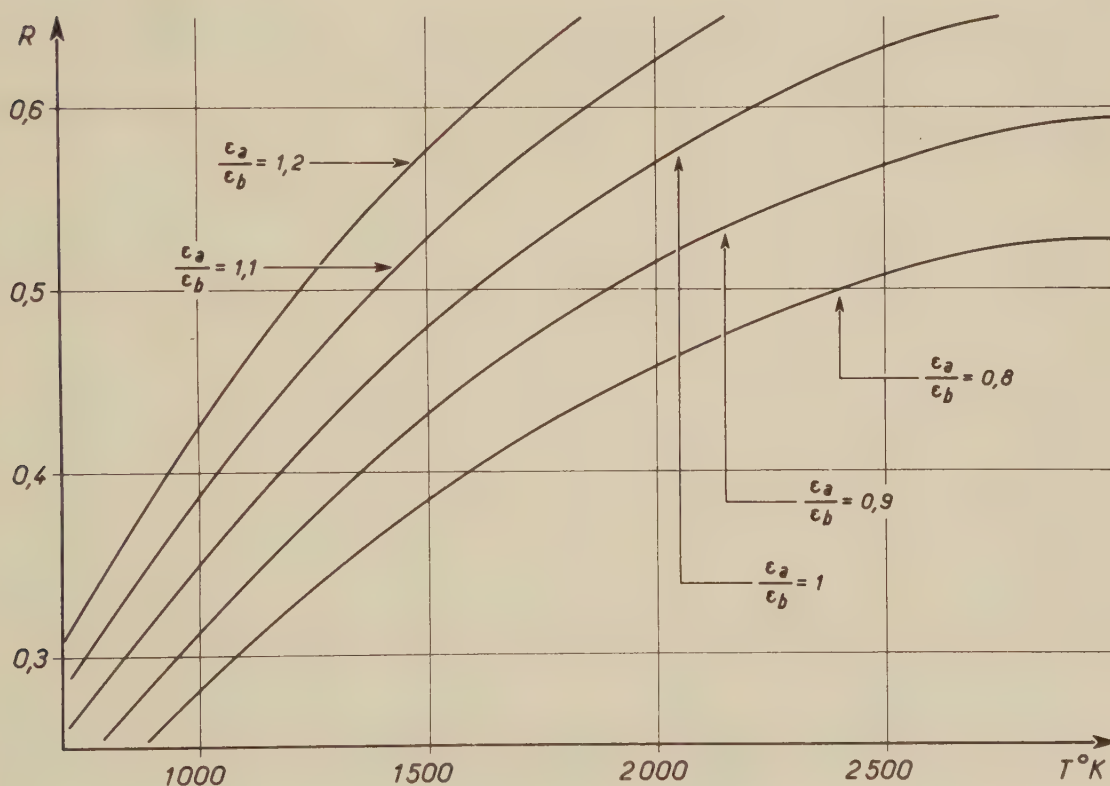


Fig. 5 - Variations avec T de la fonction $R = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_b} \cdot \frac{F_a(T)}{F_b(T)}$

(a correspond au domaine de sensibilité spectrale de la cellule
et b à ce domaine limité par un filtre de plexiglas).

Les erreurs engendrées en utilisant cette méthode peuvent se déterminer de la manière suivante :

Supposons que l'étalonnage du pyromètre indique une température T_s pour un rapport R correspondant à $\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}$ donné. Si au cours du temps $\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}$ varie de $\Delta \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}$ le même rapport R correspondra alors à la température $T'_s = T_s - \Delta T_s$ telle que :

$$(24.12) \quad \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} + \Delta \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} \right) R(T'_s) = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} R(T_s),$$

ou

$$(24.13) \quad \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} R(T_s - \Delta T_s) = \frac{1}{1 + \frac{\Delta \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}}{\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}}} \cdot \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} R(T_s).$$

Ceci permet de déterminer ΔT_s en fonction de T_s pour diverses valeurs de $\Delta \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} / \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}$. Ces courbes sont indiquées sur la figure 6. On peut encore chercher les limites pour lesquelles $\frac{\Delta T_s}{T_s} = 0,01$ et $0,1$, fournissant ainsi l'ordre de grandeur des erreurs premières sur $\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}$ pour une précision de mesure fixée. Nous examinerons plus en détail au paragraphe II.6 les causes de variations de ce rapport $\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}$.

d) CAS GÉNÉRAL. – En ce qui concerne les autres cas, il devient difficile d'entreprendre une étude générale et chaque essai constituera un cas d'espèce; seule la remarque faite en b) concernant de fortes variations du facteur d'émission peut s'appliquer ici.

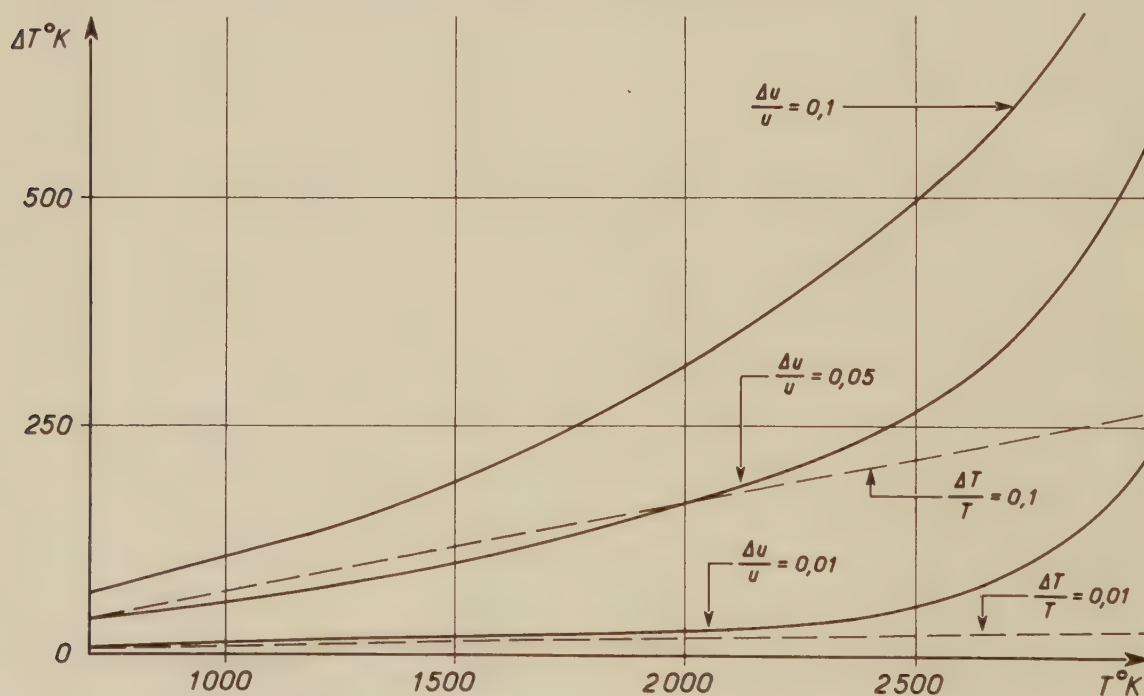


Fig. 6 - Erreurs sur la température pour diverses valeurs de l'erreur sur $u = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}$.

Dans le cas particulier où le matériau subit une transformation chimique et thermique importante qui tend peu à peu à le carboniser, on conçoit que le facteur d'émission se rapproche considérablement de l'unité et qu'ainsi, des mesures impossibles au départ, deviennent viables avec une précision intéressante au fur et à mesure de l'évolution de l'essai.

II,4.3. INFLUENCE DU FACTEUR D'ÉMISSION SUR LA TEMPÉRATURE MINIMALE DÉTECTABLE.

Nous avons pu ainsi mettre en évidence l'importance du facteur d'émission, aussi bien sur le choix de la méthode utilisée que sur la précision des mesures effectuées. Une autre influence de ce facteur est la limitation du domaine de température mesurable. Pour cela nous introduirons plus loin la notion de température minimale détectable au-dessous de laquelle toute mesure serait grossièrement fautive. Cette température T_m correspond en réalité au flux minimal détectable Φ_m tel que :

$$(24.14) \quad \Phi_m = \frac{\omega}{\pi} \varepsilon \sigma F(T_m) T_m^4.$$

Le flux Φ_m est imposé par le dispositif expérimental et par conséquent pour chaque valeur de ε correspond une valeur bien déterminée de T_m . Ainsi, soit T_{m1} la valeur correspondant à $\varepsilon = 1$ nous aurons :

$$(24.15) \quad \varepsilon F(T_m) T_m^4 = F(T_{m1}) \cdot T_{m1}^4,$$

permettant de calculer T_m en fonction de ε . Dans un cas plus particulier, cette valeur de T_{m1} vaut 300°C environ ou 573°K.

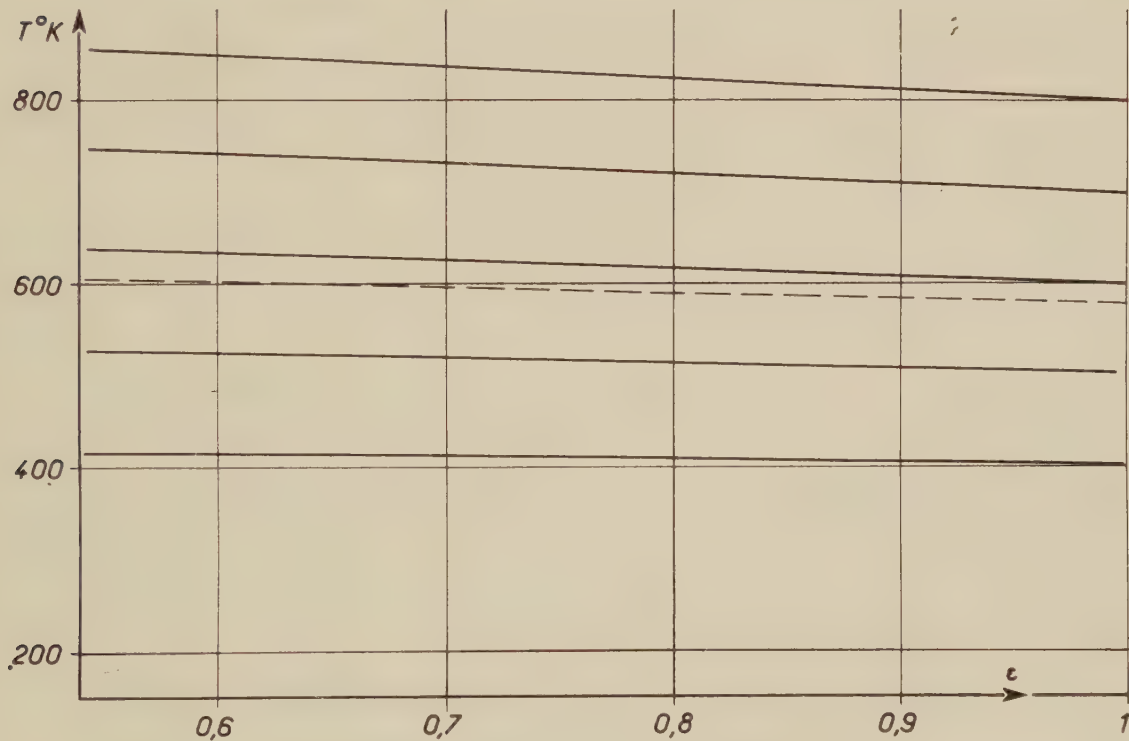


Fig. 7 - Variations avec ε de la température minimale détectable.

Les valeurs de T_m en fonction de ε seraient alors celles indiquées sur la figure 7. Celles de T_m pour des T_{m1} de 800, 700, 600, 500 et 400°K ont été également reportées sur cette figure. Ces courbes peuvent d'ailleurs être utilisées pour calculer T_m correspondant à un ε donné à partir d'un T_m pour un autre ε .

II,4.4. INFLUENCE DE LA VARIATION DU FACTEUR D'ÉMISSION AVEC L'INCIDENCE DE LA VISÉE.

Le facteur d'émission varie en principe avec l'incidence de l'axe de visée sur la surface étudiée. Il résulte des indications trouvées dans la littérature que la loi de Lambert est généralement vérifiée tant que l'angle d'incidence est inférieur à 40°, et même plus d'après certains auteurs [6]. D'autre part, il paraît vraisemblable que l'effet d'incidence sur le facteur d'émission monochromatique varie très peu avec la longueur d'onde et que par conséquent, cet effet ne dépend pratiquement pas de la température de la surface émettant le rayonnement.

Par conséquent, tant qu'il est possible d'effectuer des mesures à incidence inférieure à 40° aucune erreur n'est pratiquement à craindre. Pour les valeurs supérieures, il semble pourtant résulter des diverses mesures effectuées dans ce domaine que des variations de ε ne peuvent atteindre 10% tant que cette incidence ne dépasse pas 80°. Or nous avons déjà examiné la répercussion sur les mesures de telles variations du facteur d'émission. Il est bien certain qu'en dehors de cas tout à fait particuliers (tel que celui des mesures au nez d'une maquette) qui seront examinés à part, les déterminations de température ne se font jamais à incidence rasante. Par conséquent, l'angle de 80° sera considéré comme une valeur limite.

II,4.5. INFLUENCE (SUR LA MESURE) DES VARIATIONS DE TEMPÉRATURE A L'INTÉRIEUR DE L'ÉLÉMENT DE SURFACE VISÉ.

Un dernier problème reste encore à examiner. Jusqu'ici, nous avons toujours considéré que la température était uniforme sur l'élément de surface visé. Or, dans bien des cas ceci n'est pas vérifié. La formule (22.17) devient alors :

$$(24.16) \quad \Phi_a = \Omega \cos \theta_o \iint_s ds \int_0^\infty \sigma_\lambda \tau_\lambda l_\lambda d\lambda,$$

et grâce aux remarques effectuées antérieurement la relation (24.3) devient :

$$(24.17) \quad \Phi_a = \frac{K}{\pi} \sigma \frac{1}{S} \iint_s ds \varepsilon(T) F(T) T^4,$$

où la température T est elle-même fonction du point M , centre de l'élément différentiel ds considéré.

Or la surface S est malgré tout de dimensions d'autant plus réduites que les gradients de température risquent d'être plus importants. Il en résulte par conséquent que T varie peu sur cette surface. Comme d'autre part $\varepsilon(T)$ varie peu avec T il est tout à fait normal d'admettre que ε est constant sur S .

Ainsi :

$$(24.18) \quad \Phi_a = \frac{K}{\pi} \sigma \varepsilon \frac{1}{S} \iint_s F(T) T^4 ds.$$

Considérons par exemple S représenté en coordonnées cartésiennes

$$(24.19) \quad \iint_s F(T) T^4 ds = \iint_s F(T_M) T_M^4 dx dy.$$

Par suite des dimensions réduites de S il est possible d'écrire :

$$(24.20) \quad F(T_M) \cdot T_M^4 = F(T_I) \cdot T_I^4 (1 + a_1 x + a_2 y + a_3 x^2 + a_4 xy + a_5 y^2 + \dots),$$

où T_M est la température du point M centre de l'élément différentiel $dx \cdot dy$ et I le centre de S pris pour origine des axes; x et y étant les coordonnées de M .

Ainsi :

$$(24.21) \quad \iint_s F(T_M) \cdot T_M^4 dx dy = F(T_I) \cdot T_I^4 \iint_s (1 + a_1 x + a_2 y + a_3 x^2 + a_4 xy + a_5 y^2 + \dots) dx dy.$$

Dans l'ensemble des cas rencontrés au cours de cette étude la surface S possède le point I comme centre de symétrie et par conséquent :

$$(24.22) \quad \iint_S F(T) T^4 dx dy = F(T_I) \cdot T_I^4 \left[S + \iint_S (a_3 x^2 + a_4 xy + a_5 y^2 + \dots) dx dy \right].$$

Or, le plus souvent les variations de second ordre de $F(T) \cdot T^4$ sont négligeables sur S et ainsi :

$$(24.23) \quad \Phi_a = \frac{K}{\pi} \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot F(T_I) \cdot T_I^4.$$

Autrement dit, tout se passe comme si la surface était à température uniforme et l'on peut dire que la température mesurée est celle du point I centre de la surface S .

Dans la majorité des cas ceci est largement suffisant et sera toujours admis dans les mesures effectuées avec des pyromètres dits : "ponctuels". Pour ceux qui permettent au contraire de déterminer des répartitions de température, il serait intéressant de déduire l'influence de cette répartition sur les mesures effectuées. Ceci fera l'objet de l'annexe I.

II,5. INFLUENCE DE L'ABSORPTION DES MILIEUX RENCONTRÉS PAR LE RAYONNEMENT.

Nous avons déjà signalé que cette absorption était due aux optiques d'une part et aux gaz (plus généralement aux fluides) situés entre la surface visée et le récepteur, d'autre part. Nous laisserons de côté pour l'instant l'influence des optiques et nous chercherons quelle influence exercent les gaz rencontrés sur le chemin du rayonnement.

II,5.1. INFLUENCE DES GAZ AMBIANTS.

Il est nécessaire d'examiner à la fois l'influence du gaz situé entre la surface visée et l'objectif et celle du gaz situé entre cet objectif et le récepteur. Nous nous contenterons plus loin de montrer que l'influence de ce dernier est tout à fait négligeable. Le gaz situé à cet endroit, en effet, est généralement de l'air à température voisine de l'ambiante. Il n'en est pas toujours de même en ce qui concerne le gaz situé entre l'objectif et la surface visée; la température de ce gaz peut être parfois très élevée.

Supposons que le pyromètre vise un disque circulaire de rayon r , de surface s , perpendiculaire à l'axe de l'objectif, lui-même de rayon R . Soit l la distance entre cette surface et cet objectif (fig.8). Supposons qu'entre ces deux éléments se trouve une atmosphère gazeuse, dont la température peut ne pas être forcément uniforme. Il sera pourtant admis que le gradient de température reste pratiquement parallèle à l'axe de la visée. Ce dernier sera pris pour axe des abscisses X . Ainsi la température du gaz en un point donné ne dépend que de X . Cette hypothèse est justifiée car le faisceau de rayonnement est toujours de diamètre petit par rapport à l . Un gradient radial n'entraînerait que de légères variations de la température dans le sens perpendiculaire à l'axe des X . Cette variation d'ailleurs ne changerait en rien l'évaluation du rayonnement des gaz situés dans cette région.

Soit T_s la température et $\varepsilon_{s\lambda}$ le facteur d'émission monochromatique de la surface émettant le rayonnement capté par l'objectif de surface S . Ce rayonnement au cours de sa traversée dans le gaz subit une absorption. Si $k_\lambda(x)$ est le coefficient d'absorption de ce gaz pour les particules situées à l'abscisse x le rayonnement monochromatique qui atteindra l'objectif sera :

$$(25.1) \quad \varphi_\lambda = \varepsilon_{s\lambda} b_{s\lambda}^0 e^{-\int_0^l k_\lambda(x) dx} \cdot \frac{sS}{l^2}.$$

D'un autre côté le gaz, pouvant être à température assez élevée, émet un rayonnement dont une partie est captée par l'objectif et envoyée sur le récepteur.

Soit dv un élément de volume d'abscisse X distant de y de l'axe (fig. 8). Si η_λ est le coefficient d'émission volumique de cet élément, le flux monochromatique émis dans un angle solide $d\omega$ est :

$$(25.2) \quad d\varphi_\lambda = \frac{\eta_\lambda}{4\pi} \cdot dv \cdot d\omega.$$

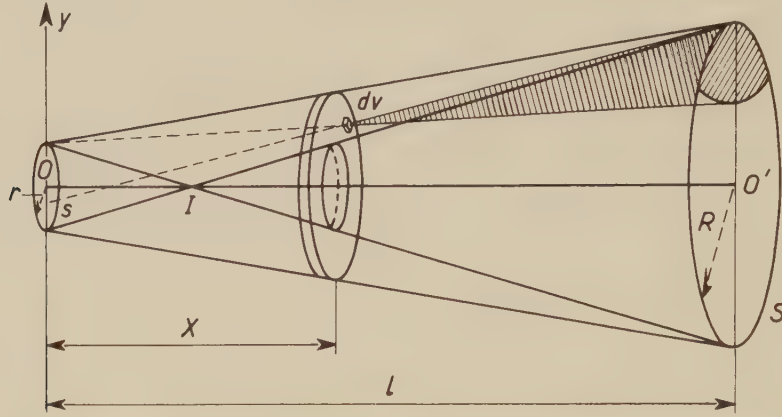


Fig. 8 - Schéma optique définissant les éléments géométriques du rayonnement émis et absorbé par le milieu gazeux et situé entre l'objectif du pyromètre et la surface visée s .

D'après la remarque faite précédemment η_λ ne dépend que de X . Comme le faisceau est de révolution, nous pouvons poser :

$$(25.3) \quad dv = 2\pi y dy dX,$$

et intégrer suivant y . Ainsi :

$$(25.4) \quad \Delta\varphi_\lambda = \frac{\eta_\lambda}{2} dX \int y dy \cdot d\omega,$$

$d\omega$ dépendant à la fois de X et de y ; l'intégrale étant étendue à la section droite d'abscisse X . Or, il sera montré à l'annexe II que cette intégrale ne dépend pratiquement pas de X et que l'on a sensiblement :

$$(25.5) \quad \Delta\varphi_\lambda = \frac{\pi\eta_\lambda}{4} \cdot \frac{r^2 R^2}{l^2} dX = \frac{\pi\eta_\lambda}{4} \cdot \frac{r^2 R^2}{l} \cdot dx,$$

en posant $X = lx$.

Il est d'autre part évident que le flux émis par la tranche dx est plus ou moins absorbé par les gaz situés entre celle-ci et l'objectif. Le flux émis par cette tranche et recueilli par cet objectif est alors :

$$(25.6) \quad \Delta\varphi_\lambda = \frac{\pi\eta_\lambda}{4} \cdot \frac{r^2 R^2}{l} \cdot dx \cdot e^{-l \int_x^1 k_\lambda(x) dx},$$

Le flux monochromatique global atteignant l'objectif est donc égal au flux émis par la surface, et partiellement absorbé par le gaz, augmenté du flux émis par ce même gaz.

Ainsi :

$$(25.7) \quad \varphi_\lambda = \varepsilon_{s_\lambda} \cdot e^{-l \int_0^1 k_\lambda dx} \cdot \frac{sS}{l^2} + \int_0^1 \frac{\pi\eta_\lambda}{4} \cdot \frac{r^2 R^2}{l} dx \cdot e^{-l \int_0^1 k_\lambda(x) dx}.$$

Pour évaluer cette quantité, nous utiliserons la relation fondamentale existant entre η_λ et k_λ

$$(25.8) \quad \eta_\lambda = 4\pi l_\lambda^0 k_\lambda,$$

qui sera démontrée à l'annexe III.

Grâce à cette relation, l'équation (25.7) devient :

$$(25.9) \quad \varphi_{\lambda} = \frac{sS}{l^2} \left[\varepsilon_{s\lambda} l_{s\lambda}^{\circ} e^{-l \int_0^1 k_{\lambda} dx} + l \int_0^1 l_{f\lambda}^{\circ} k_{\lambda} dx e^{-l \int_x^1 k_{\lambda} dx} \right].$$

Cette expression peut être transformée en remarquant que l'intégrale $l \int_0^1 k_{\lambda} dx$ reste petite dans tous les exemples que nous aurons à étudier.

Ainsi :

$$(25.10) \quad \varphi_{\lambda} = \frac{sS}{l^2} \left[\varepsilon_{s\lambda} l_{s\lambda}^{\circ} \left(1 - l \int_0^1 k_{\lambda} dx \right) + l \int_0^1 l_{f\lambda}^{\circ} k_{\lambda} \left(1 - l \int_x^1 k_{\lambda} d\lambda \right) dx \right].$$

Pour calculer l'importance de chacun des termes de cette expression, il convient de faire intervenir la variation de k_{λ} avec les caractéristiques du gaz au point considéré. Nous montrerons à l'annexe IV que seule la vapeur d'eau intervient pratiquement et que l'on peut écrire :

$$(25.11) \quad k_{\lambda} = k_{\lambda_0} \left(\frac{p}{p_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/2} = k_{\lambda_0} f(p, T),$$

où k_{λ_0} est donnée par l'expérience [7] et correspond à une couche de vapeur d'eau de 1 m d'épaisseur sous une pression $p_0 = 1$ atm. et à une température $T_0 = 400^{\circ} \text{K}$.

L'équation (25.10) devient alors :

$$(25.12) \quad \varphi_{\lambda} = \frac{sS}{l^2} \left[\varepsilon_{s\lambda} l_{s\lambda}^{\circ} \left(1 - l k_{\lambda_0} \int_0^1 f(p, T) dx \right) + l \int_0^1 l_{f\lambda}^{\circ} k_{\lambda_0} f(p, T) \left(1 - l k_{\lambda_0} \int_x^1 f(p, T) dx \right) dx \right].$$

Le flux total réellement analysé par le récepteur est obtenu en intégrant φ_{λ} pour tout le domaine spectral de sensibilité. Pour faciliter le raisonnement, nous supposons $\varepsilon_{s\lambda} = 1$. Les résultats ainsi fournis pourront facilement s'étendre au cas où $\varepsilon_{s\lambda} \neq 1$. Nous obtenons donc :

$$(25.13) \quad \Phi = \frac{sS}{l^2} \left[\int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} l_{s\lambda}^{\circ} d\lambda - l \int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} l_{s\lambda}^{\circ} k_{\lambda_0} d\lambda \cdot \int_0^1 f(p, T) dx + l \int_0^1 f(p, T) dx \cdot \int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} l_{f\lambda}^{\circ} k_{\lambda_0} d\lambda - \right. \\ \left. - l^2 \int_0^1 f(p, T) dx \int_x^1 f(p, T) dx \cdot \int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} l_{f\lambda}^{\circ} k_{\lambda_0}^2 d\lambda \right].$$

Nous introduirons les fonctions $G(T)$ et $H(T)$ telles que :

$$(25.14) \quad \frac{\sigma}{\pi} T^4 G(T) = \int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} l_{\lambda}^{\circ}(T) k_{\lambda_0} d\lambda,$$

et

$$(25.15) \quad \frac{\sigma}{\pi} T^4 H(T) = \int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} l_{\lambda}^{\circ}(T) k_{\lambda_0}^2 d\lambda.$$

Les valeurs de ces fonctions sont données sur la figure 9 pour des variations de T de 500 à 2000° K.

En utilisant également la relation (24.2) on peut écrire la relation (25.13) sous la forme :

$$(25.16) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} \left[F(T_s) T_s^4 - G(T_s) T_s^4 l \int_0^1 f(p, T) dx + l \int_0^1 G(T) T^4 f(p, T) dx - l^2 \int_0^1 H(T) T^4 f(p, T) dx \int_x^1 f(p, T) dx \right].$$

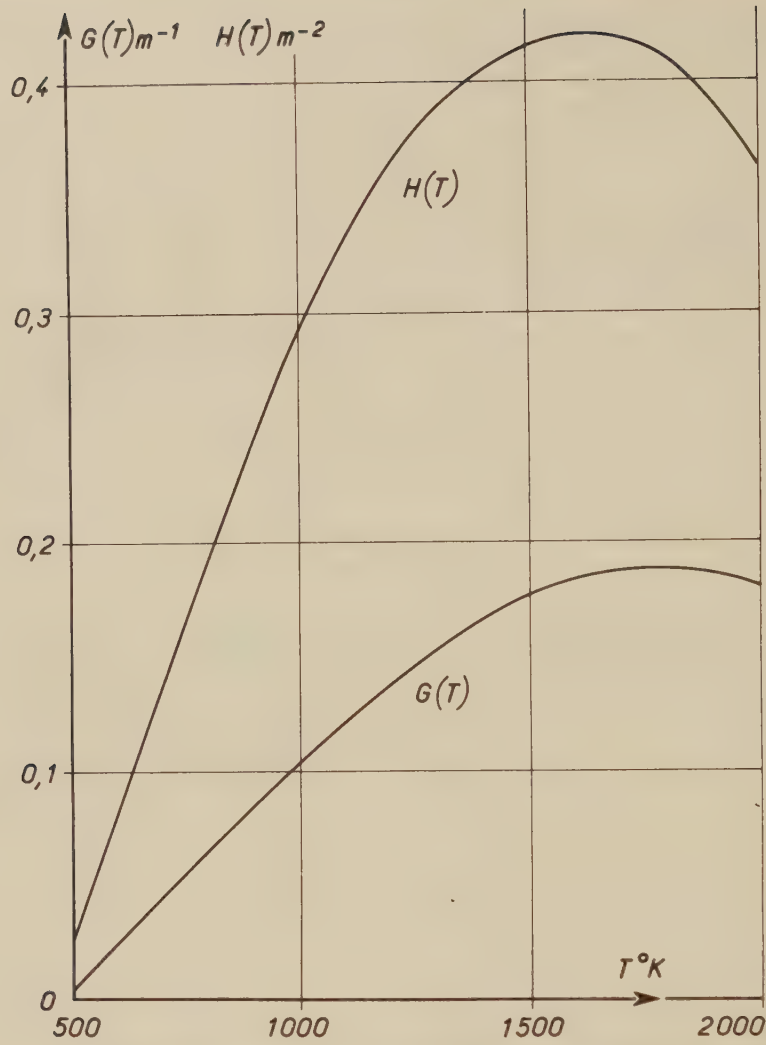


Fig. 9 - Variations avec la température des fonctions $G(T)$ et $H(T)$.

A) CAS D'UNE COUCHE DE VAPEUR D'EAU PURE A TEMPÉRATURE UNIFORME ET A PRESSION p_0 .

Supposons d'abord que le gaz situé entre la surface visée et l'objectif soit à une température uniforme T_f et à pression p_0 constante le long du chemin optique. La relation précédente devient

$$(25.17) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} \left[F(T_s) T_s^4 - G(T_s) T_s^4 f(p, T_f) + l G(T_f) T_f^4 f(p, T_f) - \frac{l^2}{2} H(T_f) T_f^4 f^2(p, T_f) \right].$$

Si nous supposons de plus que la pression partielle de la vapeur d'eau est égale à la pression atmosphérique, nous obtenons :

$$(25.18) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} \left[F(T_s) T_s^4 - G(T_s) T_s^4 l \left(\frac{T_0}{T_f} \right)^{3/2} + l G(T_f) T_f^4 \left(\frac{T_0}{T_f} \right)^{3/2} - \frac{l^2}{2} H(T_f) T_f^4 \left(\frac{T_0}{T_f} \right)^{3/2} \right].$$

Ce que l'on peut écrire :

$$(25.19) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} F(T_s) T_s^4 \left[1 - \frac{\frac{G(T_s)}{F(T_s)}}{\frac{G(T_f)}{F(T_f)}} l \frac{\frac{G(T_f)}{F(T_f)} \left(\frac{T_0}{T_f} \right)^{3/2}}{\frac{F(T_f) T_f^4}{F(T_s) T_s^4}} + \frac{F(T_f) T_f^4}{F(T_s) T_s^4} l \frac{\frac{G(T_f)}{F(T_f)} \left(\frac{T_0}{T_f} \right)^{3/2}}{\frac{F(T_f) T_f^4}{F(T_s) T_s^4}} \left[1 - \frac{l}{2} \frac{H(T_f)}{G(T_f)} \left(\frac{T_0}{T_f} \right)^{3/2} \right] \right].$$

Pour examiner cette expression, nous poserons :

$$(25.20) \quad A = \frac{\frac{G(T_s)}{F(T_s)}}{\frac{G(T_f)}{F(T_f)}} \cdot l \cdot \frac{G(T_f)}{F(T_f)} \left(\frac{T_o}{T_f} \right)^{5/2},$$

et

$$(25.21) \quad E = \frac{F(T_f) T_f^4}{F(T_s) T_s^4} \left[1 - \frac{l}{2} \frac{H(T_f)}{G(T_f)} \left(\frac{T_o}{T_f} \right)^{5/2} \right] \cdot l \cdot \frac{G(T_f)}{F(T_f)} \left(\frac{T_o}{T_f} \right)^{5/2}.$$

A représente donc l'erreur sur la valeur du flux due à l'absorption du gaz et E celle due à l'émission de ce gaz. Si nous supposons :

$$(25.22) \quad R_1(T_f) = \frac{G(T_f)}{F(T_f)} \left(\frac{T_o}{T_f} \right)^{5/2},$$

$$(25.23) \quad R_2(T_f) = \frac{H(T_f)}{G(T_f)} \left(\frac{T_o}{T_f} \right)^{5/2},$$

$$(25.24) \quad K(T_s, T_f) = \frac{\frac{G(T_s)}{F(T_s)}}{\frac{G(T_f)}{F(T_f)}},$$

et

$$(25.25) \quad \Lambda(T_f, T_s) = \frac{F(T_f) T_f^4}{F(T_s) T_s^4}.$$

Les relations (25.20) et (25.21) deviennent :

$$(25.26) \quad A = K(T_s, T_f) \cdot l \cdot R_1(T_f),$$

$$(25.27) \quad E = \Lambda(T_f, T_s) \cdot l \cdot R_1(T_f) \left[1 - \frac{l}{2} R_2(T_f) \right].$$

Les abaques de la figure 10 permettent de calculer la valeur de A . En abscisses les valeurs de T_f ont été portées. Deux familles de courbes sont tracées, l'une donnant les valeurs de K en fonction de T_f pour différentes valeurs de T_s et l'autre, correspondant aux valeurs de lR_1 pour différentes valeurs de l .

Ainsi la valeur de A correspondant aux valeurs particulières de T_f et T_s sera obtenue en lisant sur la figure 10 les valeurs de K et R , et en faisant le produit, ou tout simplement, puisque l'échelle des ordonnées de ces courbes est logarithmique, en utilisant une méthode graphique courante. Soit M le point de l'axe des abscisses ($y = 1$) correspondant à la valeur de T_f choisie. Soit B le point d'intersection de la courbe donnant les valeurs de K pour la valeur de T_s choisie et de la parallèle à l'axe des ordonnées menées par M . Soit C le point d'intersection de cette même droite avec la courbe donnant la valeur de lR_1 pour la valeur de l correspondant. Il suffit de reporter vers le bas à partir du point B un segment $BP = MC$. L'ordonnée du point P donne la valeur de A .

Il en est de même des abaques de la figure 11 qui permettent de calculer E . Les valeurs de T_f sont encore portées en abscisses et l'on a tracé deux familles de courbes : l'une donnant les valeurs de Λ en fonction de T_f pour différentes valeurs de T_s , l'autre donnant les valeurs de $lR_1 \left(1 - \frac{l}{2} R_2 \right)$ pour différentes valeurs de l . On procèdera comme sur la figure 10 pour déterminer la valeur de E .

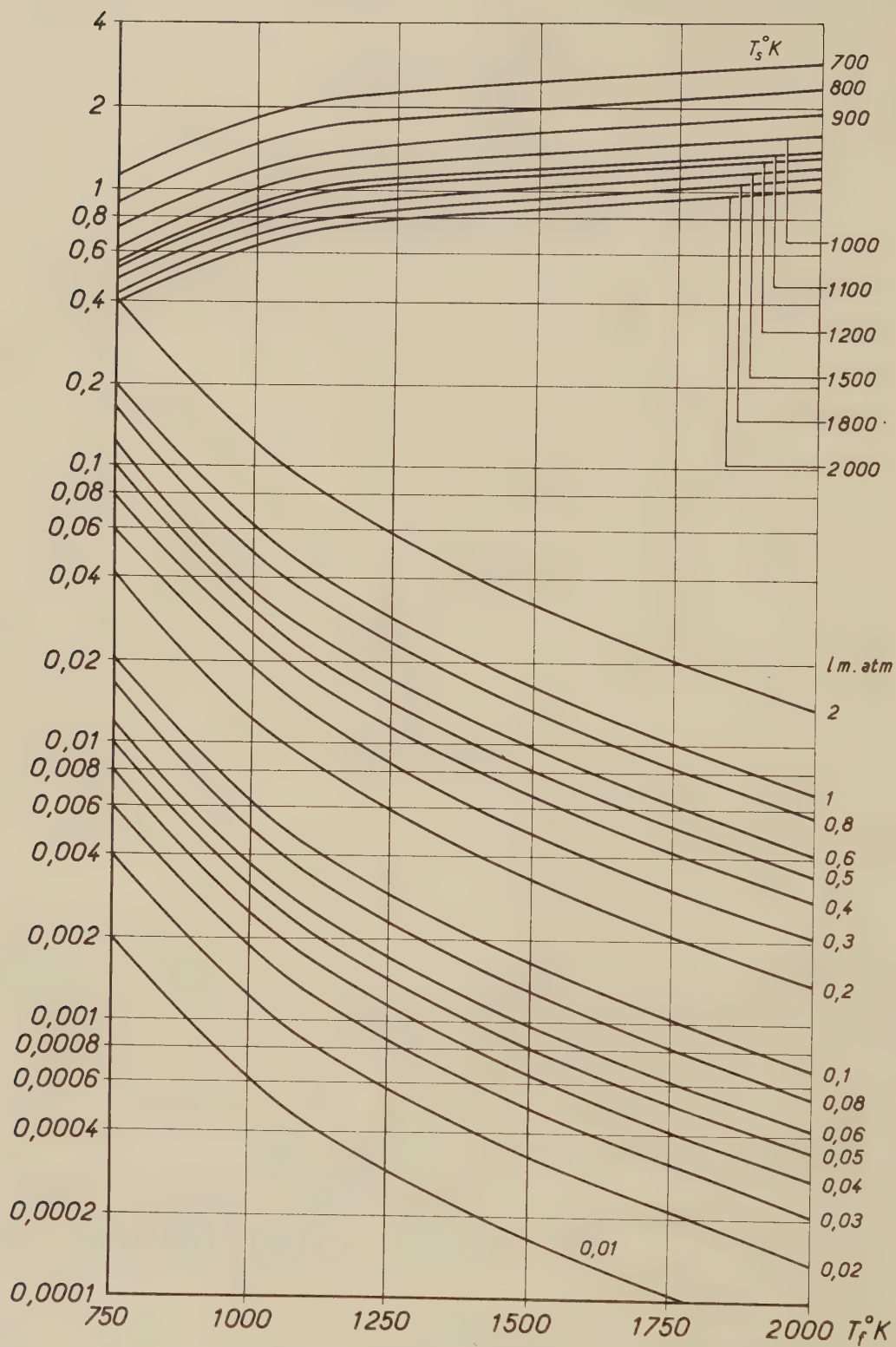


Fig.10 - Diagrammes pour le calcul du coefficient A d'absorption des gaz.

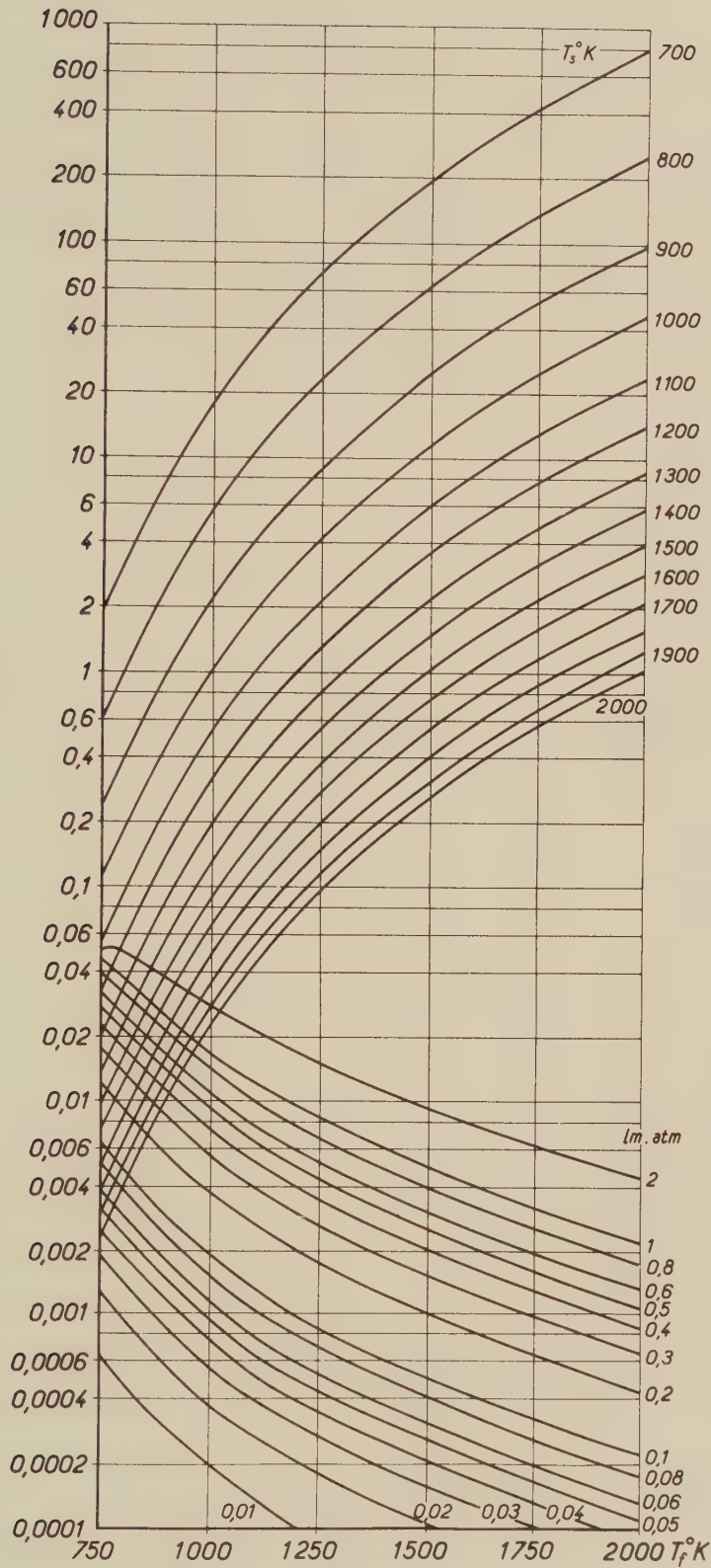


Fig. 11 - Diagramme pour le calcul du coefficient E d'émission des gaz.

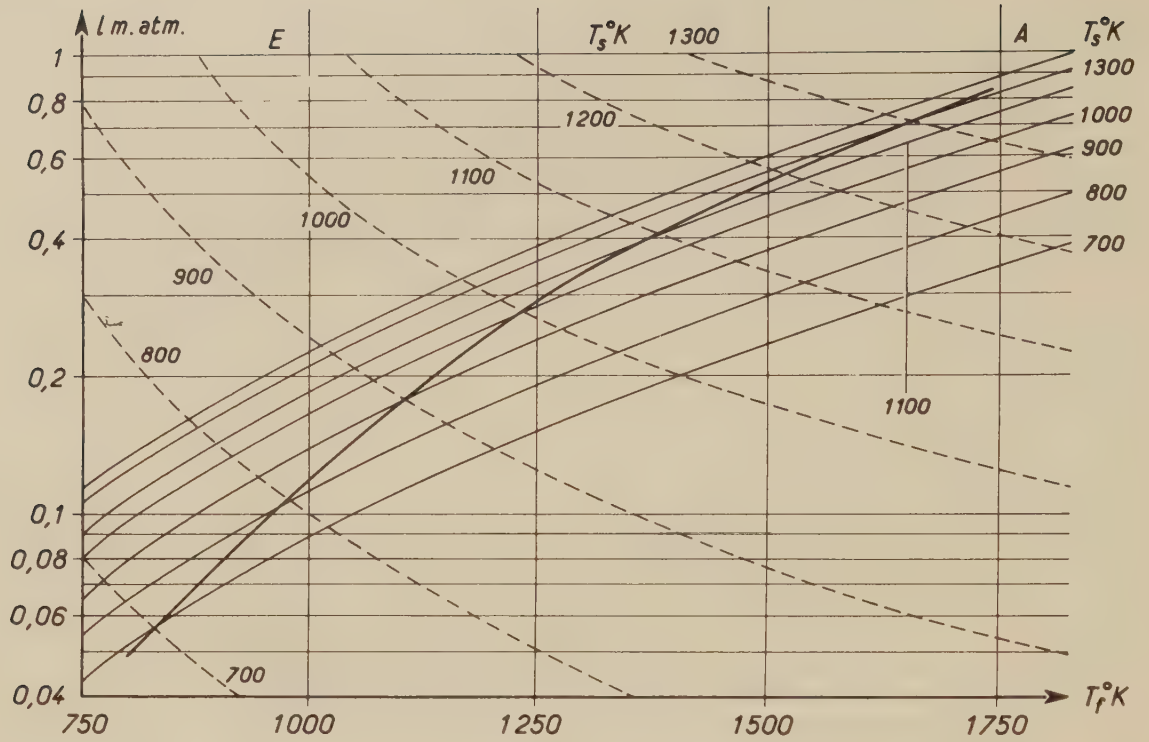


Fig.12 - Valeurs de l'épaisseur de couche l en fonction de T_f pour lesquelles A ou E valent 1% et pour diverses valeurs de T_s .

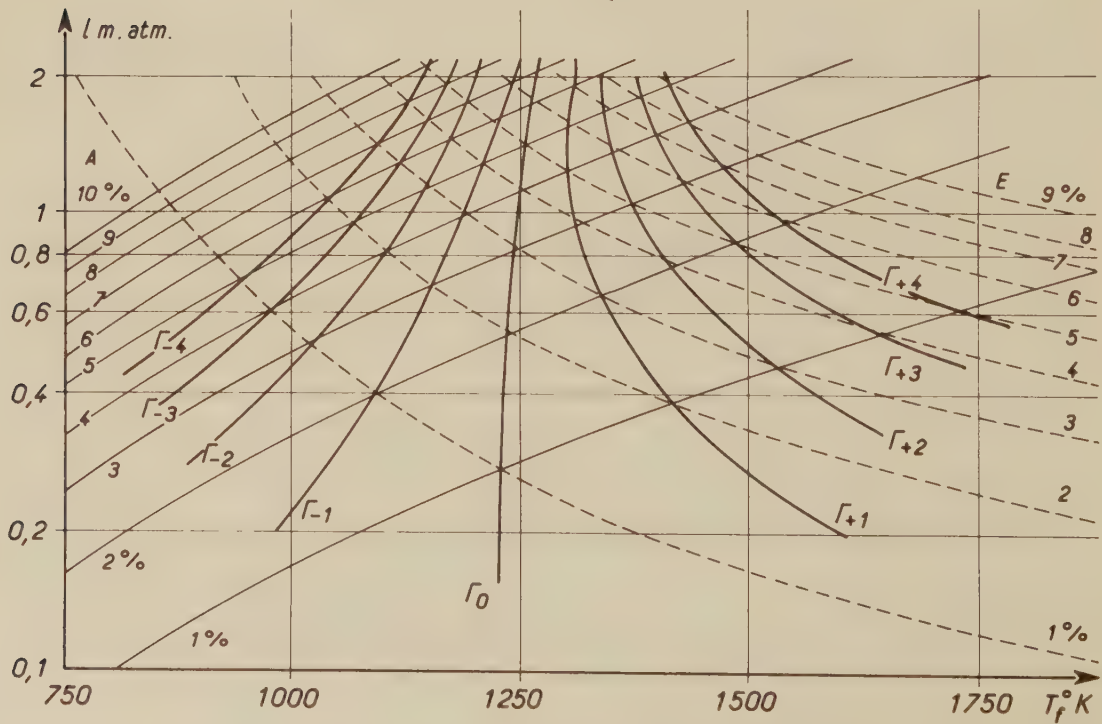


Fig.13 - Valeurs de l'épaisseur de couche l en fonction de T_f dans le cas où $T_s = 1000^\circ \text{K}$ et pour diverses valeurs de A et E .

La différence $E - A$ donne alors la valeur de l'erreur relative commise sur la mesure du flux.

Il est utile de connaître les conditions pour lesquelles cette erreur ne dépasse pas une valeur donnée, par exemple 1%.

Pour les valeurs de T_f et de T_s données, il est aisé de déterminer respectivement sur chacune des figures 10 et 11 les valeurs de l pour lesquelles A et E sont égales à 0,01. La figure 12 indique les variations de ces l en fonction de T_f pour des T_s données. Les courbes en trait plein correspondent à la valeur de $E = 0,01$ et les courbes en trait mixte correspondent à $A = 0,01$.

Considérons, par exemple, la courbe C_A de la famille $A = 0,01$ pour laquelle $T_s = 1000^\circ\text{K}$ et la courbe C_E de la famille $E = 0,01$ pour laquelle T_s vaut également 1000°K . Toute condition (T_f, l) dont la représentation dans le plan des abaques de cette figure 12 est au-dessous de C_A représente une valeur de $A < 0,01$. Autrement dit, le flux reçu par le pyromètre provenant d'une surface à 1000°K subira une absorption inférieure à 1% si T_f et l sont dans de telles conditions.

Il en est de même pour les points situés en-dessous de C_E . De sorte que la zone située respectivement au-dessous de C_A et de C_E représente la zone de conditions pour lesquelles l'erreur sur le flux est inférieure à 1%.

Remarquons d'autre part qu'à l'intersection de C_E et C_A , $E - A = 0$, de sorte que l'erreur est nulle en ce point. En prenant toutes les intersections des courbes C_E et C_A de même condition T_s on peut tracer la courbe Δ_0 d'erreur nulle.

Ces abaques peuvent alors s'utiliser de diverses manières. Supposons, par exemple, que le gaz soit à 1230°K , les conditions d'erreur nulle seraient alors données par la courbe Δ_0 ; $T_s = 1000^\circ\text{K}$ et $l = 0,09$. De sorte que si l est inférieure à 0,09 ou T_s supérieure à T_f l'erreur, bien qu'augmentant légèrement, restera inférieure à 1%.

Egalement, supposons que T_s soit encore de 1000°K et que l soit de 0,04, nous pouvons déterminer sur cette figure 12 que T_f peut être compris entre 900° et 1640°K , sans que l'erreur dépasse 1%.

Le problème peut se présenter effectivement de la manière suivante. Etant donné un objet à une température dont l'ordre de grandeur est connu, reprenons ici 1000°K , quelle est la valeur de l'erreur commise suivant les diverses conditions possibles ?

Sur la figure 13 ont été tracées les courbes D_A en trait plein, donnant l en fonction de T_f respectivement pour des valeurs de A de 0,01, 0,02, etc... et les courbes D_E en trait mixte donnant l en fonction de T_f respectivement pour des valeurs de E de 0,01, 0,02, etc...

Les intersections des courbes D_A et D_E de mêmes valeurs de A et E respectivement, correspondent à des conditions d'erreur nulle. La courbe Γ_0 relie ces points. De même les points d'intersection des courbes D_A et D_E dont les valeurs A et E respectives sont telles que $A = E + 0,01$ représentent des points où l'erreur totale est de -1%. La courbe Γ_{-1} passe par l'ensemble de tous ces points.

On obtient ainsi sur cette figure 13 un faisceau de courbes Γ_{-1} , Γ_{-2} , Γ_{-3} , etc... Γ_0 , Γ_{+1} , Γ_{+2} , Γ_{+3} ... Ces courbes indiquent, par exemple, que pour tous les points de la région située entre Γ_{-1} et Γ_{+1} l'erreur sur la mesure du flux est inférieure à 1%.

Ces courbes permettent de déterminer des conditions moins restrictives que les courbes de la figure 12. Ces dernières, en effet, indiquent pour un T_s donné les conditions pour lesquelles A et E sont simultanément inférieures à 0,01, de sorte que $E - A$ est a fortiori inférieure à 0,01, mais elles ne déterminent pas tout le domaine où $E - A$ est inférieure à 0,01, E et A pouvant dépasser l'un et l'autre notablement 0,01.

B) CAS D'UN MÉLANGE DE GAZ A PRESSION ET TEMPÉRATURE UNIFORMES.

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que le cas tout à fait spécial où la température du gaz est uniforme sur tout le trajet optique et la pression, également uniforme, est égale à la pression atmosphérique, la concentration de vapeur d'eau étant de 100%.

Or, si dans la majorité des cas il est tout à fait vraisemblable d'admettre que la pression est uniforme il n'en est plus de même en ce qui concerne les autres hypothèses. Pourtant, nous allons montrer que le problème peut toujours se traiter en utilisant les résultats précédents.

Si en premier lieu la pression du gaz est p et la fraction molaire de vapeur d'eau C , la pression partielle de la vapeur d'eau est alors C_p . Dans la formule (25.16) il conviendra de remplacer $f(p, T)$ par la quantité $C \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2}$ où T est fonction de x ce qui donne :

$$(25.28) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} \left[F(T_s) T_s^4 - G(T_s) T_s^4 l C \frac{p}{p_0} \int_0^1 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dx + l C \frac{p}{p_0} \int_0^1 G(T) T^4 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dx - \right. \\ \left. - l^2 C^2 \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 \int_0^1 H(T) T^4 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dx \int_x^1 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dx \right].$$

Pour passer du cas $p = p_0 = 1 \text{ atm}$ et $C = 1(100\%)$ au cas où p et C sont quelconques, il suffit de remplacer l par $l C \frac{p}{p_0}$ dont la dimension est bien celle d'une longueur et que l'on appelle l'épaisseur de couche équivalente.

C) CAS OÙ LA COUCHE DE GAZ N'EST SITUÉE QUE SUR UNE PARTIE DU CHEMIN OPTIQUE.

Supposons maintenant que le gaz n'occupe pas tout l'espace situé entre l'objectif et la surface visée, mais une épaisseur l_1 , plus petite que l et située entre les plans $x = a$ et $x = b$, de sorte que :

$$(25.29) \quad l_1 = l(b-a).$$

La relation (25.28) devient alors :

$$(25.30) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} \left[F(T_s) T_s^4 - G(T_s) T_s^4 l C \frac{p}{p_0} \int_a^b \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dx + l C \frac{p}{p_0} \int_a^b G(T) T^4 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dx - \right. \\ \left. - l^2 C^2 \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 \int_a^b H(T) T^4 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dx \int_x^b \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dx \right].$$

En faisant le changement de variable :

$$(25.31) \quad y = \frac{x-a}{b-a},$$

la relation (25.30) devient :

$$(25.32) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} \left[F(T_s) T_s^4 - G(T_s) T_s^4 \frac{l}{b-a} C \frac{p}{p_0} \int_0^1 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dy + \frac{l}{b-a} C \frac{p}{p_0} \int_0^1 G(T) T^4 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dy - \right. \\ \left. - \frac{l^2}{(b-a)^2} C^2 \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 \int_0^1 H(T) T^4 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dy \int_y^1 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2} dy \right].$$

Cette formule est la même que la relation (25.28) à la différence près que $lC \frac{P}{p_0}$ est remplacé par $\frac{l}{b-a} C \frac{P}{p_0} = l_1 C \frac{P}{p_0}$; autrement dit, il suffit de remplacer l par l_1 dans la formule (25.28).

Il résulte de ceci qu'une couche d'épaisseur l_1 , joue le même rôle quelle que soit sa position entre l'objectif et la surface visée. Ceci provient du fait que la fonction $g(x)$ étudiée précédemment est pratiquement constante dans tout le domaine $0 \leq x \leq 1$.

D) CAS OÙ LE GAZ N'EST PAS A TEMPÉRATURE UNIFORME.

Dans le cas général où la température T du gaz n'est pas uniforme, nous pourrions nous ramener au cas précédemment étudié en utilisant le processus suivant :

Nous découperons la région où se trouve le gaz en n parties égales, par conséquent de longueur $\frac{l}{n}$ (ou $\frac{l_1}{n}$), à l'intérieur desquelles nous admettrons que le gaz est à température uniforme égale à la valeur moyenne de cette température dans l'élément de volume considéré. Dans ces conditions, la relation (25.32) devient :

$$(25.33) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} \left[F(T_s) T_s^4 - G(T_s) T_s^4 \frac{l}{b-a} C \frac{P}{p_0} \frac{1}{n} \sum_i \left(\frac{T_o}{T_i} \right)^{5/2} + \frac{l}{b-a} C \frac{P}{p_0} \frac{1}{n} \sum_i G(T_i) T_i^4 \left(\frac{T_o}{T_i} \right)^{5/2} - \right. \\ \left. - \frac{l^2}{(b-a)^2} C^2 \left(\frac{P}{p_0} \right)^2 \frac{1}{n^2} \sum_i H(T_i) T_i^4 \left(\frac{T_o}{T_i} \right)^{5/2} \sum_j \left(\frac{T_o}{T_j} \right)^{5/2} \right].$$

avec
et

$$i = 1, 2, \dots, n, \\ j = i, i+1, \dots, n.$$

Pour calculer cette expression nous ferons la remarque suivante :

Supposons que la première zone existe seule. D'après l'hypothèse de l'uniformité de température sur cette zone, nous pouvons appliquer les résultats précédemment obtenus en calculant A et E pour la température T_1 et l'épaisseur de couche $l' = \frac{1}{n} \frac{l}{b-a} C \frac{P}{p_0}$. Posons :

$$(25.34) \quad A_1 = A(T_s, l', T_1), \\ E_1 = E(T_s, l', T_1).$$

Le flux Φ deviendrait

$$(25.35) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} F(T_s) T_s^4 [1 - A + E].$$

Pour la seconde zone tout se passe comme si la température T_s était devenue T'_s telle que :

$$(25.36) \quad F(T'_s) T_s'^4 = F(T_s) T_s^4 [1 - A_1 + E_1],$$

et par conséquent le flux sortant de cette zone serait :

$$(25.37) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{sS}{l^2} F(T'_s) T_s'^4 [1 - A_2 + E_2],$$

où

$$(25.38) \quad A_2 = A(T'_s, l', T_2), \\ E_2 = E(T'_s, l', T_2).$$

Pourtant, la température T'_s reste suffisamment près de T_s pour que l'on puisse écrire avec une très bonne approximation :

$$(25.39) \quad A_2 = A(T_s, l', T_2), \\ E_2 = E(T_s, l', T_2).$$

Ainsi, en posant plus généralement :

$$(25.40) \quad \begin{aligned} A_i &= A(T_s, l', T_i), \\ E_i &= E(T_s, l', T_i), \end{aligned}$$

nous obtenons :

$$(25.41) \quad \Phi = \frac{\sigma}{\pi} \frac{S}{l^2} F(T_s) T_s^4 (1 - A_1 + E_1)(1 - A_2 + E_2) \cdots (1 - A_n + E_n).$$

E) CAS PARTICULIER DE LA VAPEUR D'EAU ATMOSPHERIQUE.

Nous examinerons ultérieurement les divers cas particuliers qui se sont présentés au cours de cette étude. Remarquons simplement que dans le cas où les gaz ainsi considérés sont ceux de l'atmosphère ambiante ordinaire, l'influence est pratiquement négligeable. Effectivement, leur température étant basse, leur émission est nulle. Quant à leur absorption, il est possible de la déterminer par le calcul de la quantité A .

Si $T_f = 300^\circ \text{K}$, $T_s = 600^\circ \text{K}$ (limite inférieure des pyromètres) et si l'air, saturé de vapeur d'eau, a une épaisseur de 1 m (soit sensiblement 0,02 m. atm.), A vaut sensiblement 1%. Cette quantité diminue d'ailleurs rapidement lorsque la température de surface augmente.

De plus, il est à remarquer qu'au cours de l'étalonnage il est tenu compte de l'influence des gaz d'absorption de l'air du laboratoire où s'effectuent ces mesures. Seules les variations de A interviendront par la suite, correspondant aux variations de concentration en vapeur d'eau de l'air entre l'instant de l'étalonnage et celui d'une détermination ultérieure d'une température de surface.

II, 5.2. INFLUENCE DE LA TRANSMISSION DES OPTIQUES.

Il sera montré à l'annexe IV l'influence utile de l'absorption d'une lame de verre épaisse pour limiter le domaine spectral de sensibilité du pyromètre dans une zone où le rayonnement des gaz risquerait de fausser les mesures.

Les systèmes optiques utilisés dans les pyromètres mis au point pour cette étude étaient pour cela constitués de lentilles de verre dont l'épaisseur totale moyenne était au moins de 1 cm. Dans les cas particuliers où la lentille frontale devait être construite en silice, afin de résister à des chocs thermiques éventuels, une lame de verre à faces parallèles était toujours incorporée au système pour rétablir les conditions de filtrage désirées.

Pour des essais de pyrométrie à deux bandes spectrales il fut utilisé un filtre en plexiglas dont la courbe de transmission relative pour une épaisseur de 1 mm est indiquée sur la figure 29. Ce filtre a pour effet d'absorber pratiquement toutes les longueurs d'onde supérieures à $2,2 \mu\text{m}$. La courbe de sensibilité spectrale apparente d'une cellule au sulfure de plomb, compte tenu de l'absorption des optiques en verre et d'un filtre en plexiglas, est indiquée sur la figure 30. On constate sur cette figure qu'un tel filtre absorbe alors pratiquement les longueurs d'onde situées entre 2,2 et $2,7 \mu\text{m}$. C'est à partir de cette courbe que furent calculées les valeurs des quantités représentées sur la figure 5.

II, 6. INFLUENCE DU RÉCEPTEUR.

II, 6.1. CHOIX DU RÉCEPTEUR.

Le récepteur étant l'élément essentiel du pyromètre c'est de son choix que dépendront ses caractéristiques générales et ses performances.

Le premier point permettant de fixer ce choix est évidemment le domaine de températures à mesurer. Il convient en effet que ce récepteur soit sensible à la plus grande partie du rayonnement émis par la surface dont on cherche à déterminer la température. Or d'après les remarques

précédentes, le rayonnement émis par les surfaces étudiées ici reste voisin de celui d'un corps noir ou d'un corps gris, donc présente une répartition spectrale dont l'allure générale est donnée par la loi de Planck. Comme la plupart des mesures ont été effectuées dans le domaine 500 à 1 000° C, il convenait que le récepteur soit particulièrement sensible dans la région du maximum d'émission des corps noirs dont la température correspondait à ce domaine.

Il est bien connu, d'après la loi du déplacement de Wien, que la longueur d'onde pour laquelle le rayonnement d'un corps noir à température T est maximal vaut $2898/T$. Dans le domaine 500 à 1 000° C cette longueur d'onde est comprise entre 2,9 et 5,8 μm . C'est donc un récepteur sensible dans le proche infrarouge qui était le plus souhaitable, même dans les cas où le domaine des températures à mesurer pouvait s'étendre de 200° à 3 000° C.

Cependant, il a été remarqué dans le paragraphe précédent que les gaz rayonnaient particulièrement dans ce domaine de longueur d'onde et qu'il était souhaitable d'éliminer au maximum leur effet perturbateur. De l'analyse qui en est résultée il s'est avéré que la région la moins sensible à l'influence de ces gaz était certainement le domaine de longueur d'onde compris entre le visible et 2,7 μm , en dehors de la zone appelée "fenêtre atmosphérique", située au voisinage de 8 μm . Cette zone est cependant beaucoup trop loin dans l'infrarouge et ne correspond qu'à une partie infime du rayonnement du corps noir, sauf si ce dernier est à une température très basse.

La deuxième condition à considérer pour le choix du récepteur c'est que ce dernier possède la sensibilité la plus élevée dans ce domaine spectral. La région des longueurs d'onde comprises entre 1 et 2,7 μm est de nos jours considérée comme le "Domaine des Cellules au sulfure de plomb".

Le troisième élément qui entre en considération pour le choix du récepteur est la constante de temps.

Les études de phénomènes à grandes vitesses d'évolution des températures, et à fortiori les études de variations des gradients de températures, nécessitent un appareillage à réponse rapide. Ceci est d'autant plus important que les flux captés par l'appareil sont en général très faibles et nécessitent le plus souvent une amplification électronique exigeant une modulation mécanique du faisceau lumineux. La constante de temps doit en être d'autant plus faible. Les cellules au sulfure de plomb satisfont relativement bien à ces conditions. D'autres récepteurs présenteraient une constante de temps souvent bien inférieure mais ils sont en général soit beaucoup moins sensibles dans le domaine considéré, soit d'emploi moins aisé.

Le dernier élément qui est entré en considération pour le choix du récepteur est la nécessité pour celui-ci d'être suffisamment robuste pour être utilisé sans dommages dans des conditions sévères.

II,6.2. INFLUENCE DE LA SENSIBILITÉ SPECTRALE DES CELLULES.

A) FRACTION DE FLUX RÉELLEMENT ANALYSÉ.

Les cellules au sulfure de plomb ayant été retenues, il convenait d'examiner en détail l'influence de leur sélectivité sur la réponse à un rayonnement monochromatique, pour en déduire comment elles pourraient réagir à un flux énergétique donné.

La courbe de sensibilité spectrale relative de ces cellules est indiquée sur la figure 14. Cette courbe montre un maximum de sensibilité pour la longueur d'onde de 2,3 μm avec une fréquence de coupure au voisinage de 3 μm . Vers les courtes longueurs d'onde la sensibilité diminue lentement pour être pratiquement négligeable dans le domaine des longueurs d'onde du visible.

Il sera admis que la sensibilité est pratiquement nulle pour la longueur d'onde de 0,6 μm .

L'effet de sélectivité de la cellule entraîne la notion de flux réellement analysé par celle-ci.

Lorsqu'un flux énergétique Φ tombe sur un récepteur la réponse de ce dernier ne dépend pas uniquement de la valeur de Φ , mais également de la courbe de répartition spectrale de ce flux. Inversement, lorsque le récepteur donne une même indication pour deux flux différents, de répartition spectrale différente, on pourra dire que le flux Φ_a réellement analysé par ce récepteur est le même dans les deux cas.

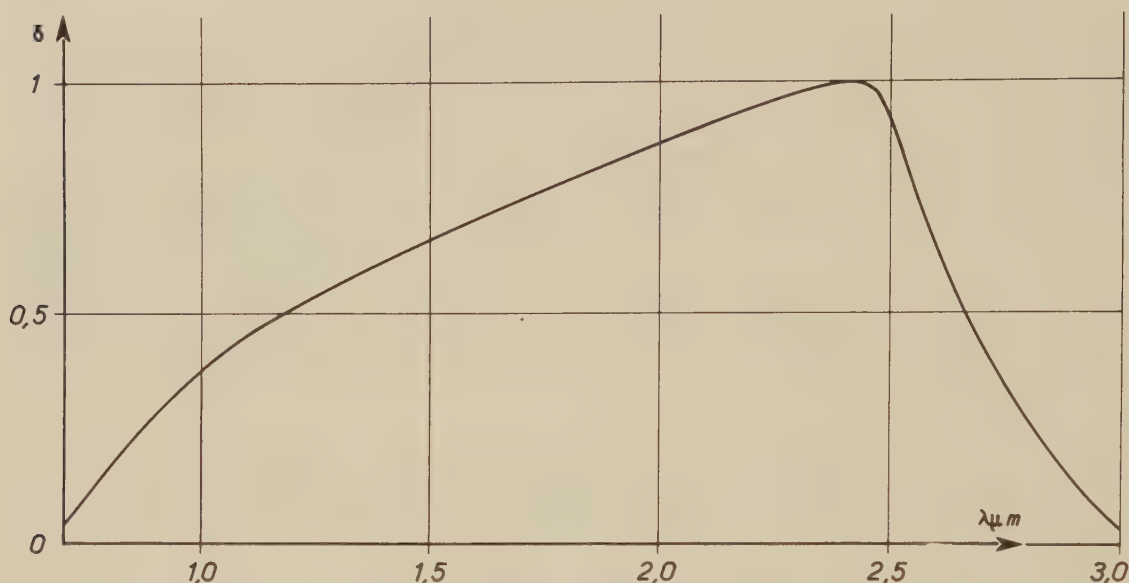


Fig.14 - Courbe de sensibilité spectrale relative d'une cellule au sulfure de plomb (à température ambiante).

Soit un flux

$$(26.1) \quad \Phi = \int_0^{\infty} \varphi_{\lambda} d\lambda.$$

Le flux réellement analysé Φ_a est alors :

$$(26.2) \quad \Phi_a = \int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} \varphi_{\lambda} d\lambda.$$

On peut définir la fraction de flux réellement analysé P comme le rapport du flux réellement analysé au flux incident. Ainsi :

$$(26.3) \quad P = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} \varphi_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \varphi_{\lambda} d\lambda}.$$

Dans le cas particulier où le flux incident possède une courbe de répartition spectrale identique à celle d'un corps noir à température T , la quantité P devient alors :

$$(26.4) \quad P = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} l_{\lambda}^{\circ} d\lambda}{\int_0^{\infty} l_{\lambda}^{\circ} d\lambda},$$

où l_{λ}° est la luminance spectrale du corps noir à la température T , donnée par la loi de Planck. Dans ces conditions, la quantité P ne dépend plus que de la température T .

Dans le cas des cellules au sulfure de plomb on appellera $F(T)$ la valeur de la fraction du flux réellement analysé. Les valeurs de cette quantité sont données sur la figure 15 en fonction de la température T du corps noir de référence. Cette courbe a été tracée en calculant

la valeur de F pour diverses valeurs de T . Pour cela on a multiplié pour chaque longueur d'onde la valeur de la luminance spectrale du corps noir [8], à la température choisie, par la valeur de la sensibilité spectrale relative de la cellule. La courbe donnant les valeurs de cette quantité en fonction de λ fut ensuite tracée puis planimétrée. La valeur ainsi obtenue fut rapportée à la valeur de la luminance totale du corps noir à la température considérée, donnée par la loi de Stefan. Avec une excellente approximation le calcul permet de constater que cette fonction $F(T)$ peut se mettre sous la forme :

$$(26.5) \quad F(T) = 34,34 \left(\frac{T}{1000} \right)^{-2,36} e^{\frac{-5318}{T}}.$$

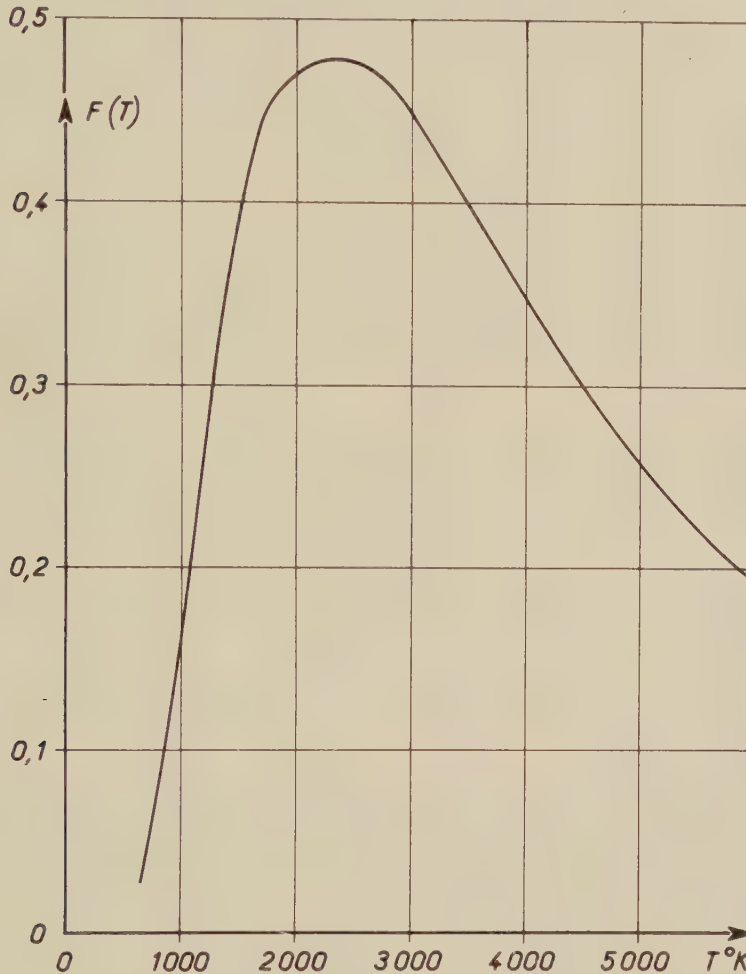


Fig.15 - Variations avec la température de la fraction $F(T)$ du rayonnement du corps noir réellement analysé par une cellule au PbS.

Cette expression est largement valable pour interpoler la courbe calculée par points dans tout le domaine des températures inférieures à 5000°K environ. Pour les températures supérieures les valeurs fournies par cette expression divergent très légèrement des valeurs réelles.

Cette fonction $F(T)$ joue un rôle particulier dans toute cette étude. Elle a déjà été utilisée plusieurs fois aux paragraphes précédents.

Une première remarque peut être faite à son sujet. Malgré un domaine limité de sensibilité spectrale, la cellule analyse de 10 à 50% du rayonnement du corps noir dont les températures

sont comprises entre 1 000 et 8 000°K environ; ceci constitue un pourcentage très acceptable si l'on se souvient que dans cette partie du spectre l'influence des gaz de combustion est particulièrement réduite.

B) INFLUENCE DE LA SENSIBILITÉ SPECTRALE SUR LA LIMITE INFÉRIEURE DES TEMPÉRATURES MESURABLES.

L'analyse de cette fonction permet également de répondre à une objection qui peut être soulevée en ce qui concerne la détermination des basses températures. Dans ce cas là, en effet, la majorité du rayonnement du corps noir correspond à des longueurs d'onde largement supérieures à $2,7 \mu\text{m}$. Il serait apparemment tout à fait souhaitable d'utiliser des récepteurs dont la sensibilité spectrale s'étendrait bien au delà de cette longueur d'onde.

Considérons, par exemple, une température de corps noir de 400°K, pour laquelle la longueur d'onde du maximum d'émission est environ $7 \mu\text{m}$. Pour cette température $F(T)$ ne vaut évidemment que $5 \cdot 10^{-4}$, quantité particulièrement petite. Supposons que l'on utilise à la place un récepteur tel qu'une cellule photoconductrice au tellure de plomb, dont la sensibilité spectrale s'étend jusque vers $5 \mu\text{m}$.

Comme la courbe de sensibilité spectrale relative d'une telle cellule a sensiblement la même allure que celle d'une cellule au sulfure de plomb, mais pour des longueurs d'onde deux fois plus grandes, la fraction de flux réellement analysée par cette cellule au TePb à 400°K est sensiblement la même que celle réellement analysée par une cellule au PbS à 800°K, soit : 6,5%, ce qui représente 13 fois la fraction de flux réellement analysée par une telle cellule au PbS à 400°K.

Or la puissance rayonnée équivalente au bruit (Noise Equivalent Power [9], correspondant à la puissance minimale détectable), d'une cellule au PbS est 10 fois inférieure à celle d'une cellule au TePb, la valeur étant prise dans chaque cas pour la longueur d'onde de sensibilité maximale. Le faible gain finalement obtenu n'élargit donc pratiquement pas le domaine des mesures, mais par contre, la nécessité du refroidissement des cellules au TePb à l'aide de l'azote liquide augmente les difficultés techniques. Dans ces conditions, d'ailleurs, un refroidissement des cellules au PbS diminue encore leur NEP; celui-ci devient alors 100 fois celui des cellules au TePb. L'utilisation de ces derniers récepteurs serait donc peu avantageuse. Au contraire, en n'éliminant pas le domaine spectral d'influence des gaz de combustion (particulièrement la bande d'émission du CO_2 à $4,2 \mu\text{m}$), le champ d'application des mesures de température s'en trouve largement réduit.

Pour éviter ce dernier inconvénient, il vaudrait mieux utiliser un récepteur sensible dans la bande des longueurs d'onde correspondant à la fenêtre atmosphérique située entre 8 et $11 \mu\text{m}$. Ce domaine correspond à 30% du rayonnement du corps noir à la température de 400°K alors que le domaine des longueurs d'onde inférieures à $2,7 \mu\text{m}$ ne correspond qu'à 1% de ce rayonnement. Il suffirait donc d'un récepteur dont le NEP pour les longueurs d'onde comprises entre 8 et $11 \mu\text{m}$ serait légèrement inférieur à celui d'une cellule au PbS à $2 \mu\text{m}$. Pourtant la nécessité d'utiliser des optiques spéciales, permettant une bonne transmission dans ce domaine spectral, augmenterait considérablement les difficultés techniques.

C) INFLUENCE DE LA SENSIBILITÉ SPECTRALE DANS LE CAS OÙ LE FACTEUR D'ÉMISSION DE LA SURFACE VISÉE VARIE AVEC LA LONGUEUR D'ONDE.

Après avoir montré que la sélectivité du récepteur n'avait pas de répercussions notables quant à la limitation de l'énergie pratiquement analysée, nous allons examiner maintenant l'une des conséquences de cette sélectivité qui permet, dans certains cas, d'assimiler la cellule à un récepteur monochromatique.

Revenons pour cela à l'étude du chapitre II.4, concernant l'influence du facteur d'émission de la surface étudiée. Nous n'avons considéré dans ce chapitre que le cas où ce facteur

d'émission était pratiquement constant dans tout le domaine spectral de sensibilité de la cellule, réservant à plus tard l'étude d'une variation relative de ce facteur (p.15). C'est le point qui va être examiné maintenant.

Dans l'équation (24.1), nous avons fait sortir ε du signe d'intégration pour le calcul de l'énergie réellement analysée par la cellule. Nous devons maintenant remplacer cette relation par

$$(26.6) \quad I = \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda)(\tau_{\lambda})_{op} \sigma_{\lambda} l_{\lambda}^0 d\lambda,$$

où $(\tau_{\lambda})_{op}$ représente la transmission des optiques.

Pour étudier l'influence d'une variation relative de $\varepsilon(\lambda)$ nous supposons que cette quantité varie linéairement avec λ , sa variation étant $\pm 10\%$, $\pm 20\%$, $\pm 30\%$ dans tout le domaine de sensibilité spectrale soit 0,7 à 2,7 μm .

Nous examinerons donc les six cas suivants :

1 ^{er} cas	$\varepsilon = 1$	si $\lambda = 0,7 \mu m$,	$\varepsilon = 0,9$	si $\lambda = 2,7 \mu m$,
2 ^e cas	$\varepsilon = 1$	si $\lambda = 0,7 \mu m$,	$\varepsilon = 0,8$	si $\lambda = 2,7 \mu m$,
3 ^e cas	$\varepsilon = 1$	si $\lambda = 0,7 \mu m$,	$\varepsilon = 0,7$	si $\lambda = 2,7 \mu m$,
4 ^e cas	$\varepsilon = 0,9$	si $\lambda = 0,7 \mu m$,	$\varepsilon = 1$	si $\lambda = 2,7 \mu m$,
5 ^e cas	$\varepsilon = 0,8$	si $\lambda = 0,7 \mu m$,	$\varepsilon = 1$	si $\lambda = 2,7 \mu m$,
6 ^e cas	$\varepsilon = 0,7$	si $\lambda = 0,7 \mu m$,	$\varepsilon = 1$	si $\lambda = 2,7 \mu m$.

avec des variations linéaires de ε entre les deux limites.

Posons :

$$(26.7) \quad K_i(T) = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_i(\lambda)(\tau_{\lambda})_{op} \sigma_{\lambda} l_{\lambda}^0 d\lambda}{\int_0^{\infty} l_{\lambda}^0 d\lambda},$$

où $i = 1, 2, \dots, 6$ correspond à chacun des six cas indiqués ci-dessus. Pour $\varepsilon(\lambda)$ constant on aurait :

$$(26.8) \quad K_0(T) = \frac{\int_0^{\infty} (\tau_{\lambda})_{op} \sigma_{\lambda} l_{\lambda}^0 d\lambda}{\int_0^{\infty} l_{\lambda}^0 d\lambda} = F(T).$$

Ces diverses fonctions $K_i(T)$ calculées de la même manière que $F(T)$ (en supposant $(\tau_{\lambda})_{op} = 1$ dans tout le domaine spectral de sensibilité des cellules) et leurs variations en fonction de T sont données par la figure 16. Toutes ces courbes sont semblables à celle représentant $F(T)$. Nous pouvons donc définir un facteur d'émission apparent $E_i(T)$ par la relation :

$$(26.9) \quad E_i(T) = \frac{K_i(T)}{F(T)} = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_i(\lambda) \sigma_{\lambda} l_{\lambda}^0 d\lambda}{\int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} l_{\lambda}^0 d\lambda}.$$

Le calcul montre que $E_i(T)$ est pratiquement constant avec la température puisque sa variation n'excède pas $\pm 5\%$ lorsque T varie de 1 000 à 3 000° K, ce qui évidemment est tout à fait négligeable, comme nous l'avons montré au chapitre II.4.

En cherchant maintenant la longueur d'onde λ_i telle que :

$$(26.10) \quad \varepsilon_i(\lambda_i) = E_i(T),$$

on constate que λ_i conserve sensiblement la même valeur quel que soit i . Cette longueur d'onde, par contre, varie très légèrement avec la température. Elle est pratiquement de 2 μm pour 1 000° K et de 1,5 μm pour 3 000° K. Cette variation ne correspond d'ailleurs qu'à une variation inférieure à $\pm 5\%$ du facteur d'émission déjà signalée plus haut.

En conclusion, nous pouvons admettre que lorsque l'on a à déterminer des températures sur des corps dont l'émissivité n'est pas constante dans tout le spectre, le pyromètre infrarouge à cellules au sulfure de plomb se comporte pratiquement comme un pyromètre monochromatique dont la longueur d'onde serait voisine de $1,8 \mu\text{m}$.

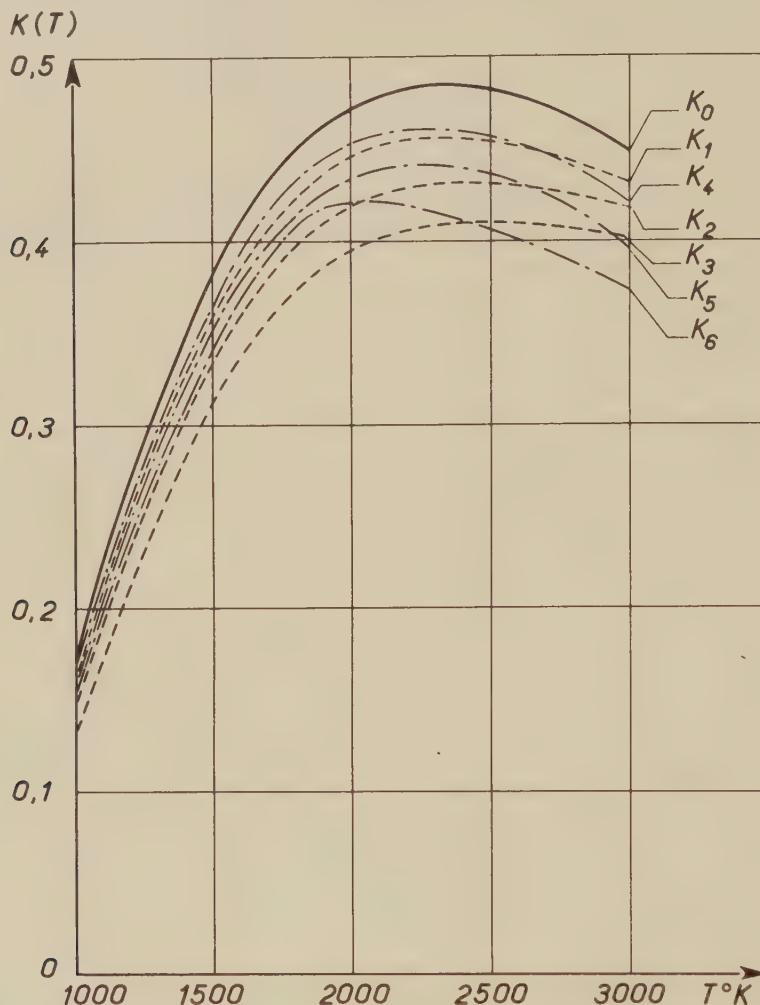


Fig. 16 - Influence sur la fonction $F(T) = K(T)$
d'un facteur d'émission variable avec la longueur d'onde.

Ceci n'est évidemment valable que lorsque ce facteur d'émission varie d'une manière relativement uniforme dans le domaine spectral $0,7 - 2,7 \mu\text{m}$. Il en serait tout autrement si ce facteur subissait au contraire une brusque variation pour une longueur d'onde intermédiaire, comme ce serait le cas, par exemple, pour le plexiglas.

II,6.3. INFLUENCE DE LA CONSTANCE DE TEMPS DE LA CELLULE.

Tout récepteur possède une inertie qui lui interdit de suivre fidèlement les fluctuations rapides du flux incident. C'est la recherche de la limite introduite par ce fait dans la détermination des températures superficielles qui fait l'objet de ce paragraphe.

La courbe de réponse en fréquence des cellules au sulfure de plomb a été étudiée, en particulier à l'O.N.E.R.A. par Mme LOUISNARD [9], et elle est reproduite sur la figure 17. On constate que des fluctuations de plusieurs milliers de Hertz peuvent encore être suivies sans déformation avec de tels récepteurs.

Au cours de cette étude, les évolutions de température n'étaient pas aussi rapides et par conséquent la bande passante de ces cellules serait largement surabondante.

A) CONSÉQUENCES D'UNE MODULATION DU FLUX DE RAYONNEMENT CAPTÉ.

Il n'en est peut-être plus de même à partir du moment où une modulation mécanique du faisceau de rayonnement est ajoutée à l'appareil pour permettre une éventuelle amplification du signal recueilli aux bornes du récepteur. Si f_m est la fréquence de cette modulation, il est admis que des fluctuations réelles du signal ne peuvent être restituées après démodulation que si leurs fréquences n'excèdent pas $f_m/5$. Or, la courbe de la figure 17 montre qu'il n'est pas souhaitable d'utiliser une fréquence de modulation supérieure à 2 500 Hz; fréquence qui a été choisie pour tous les pyromètres à modulation réalisés ici.

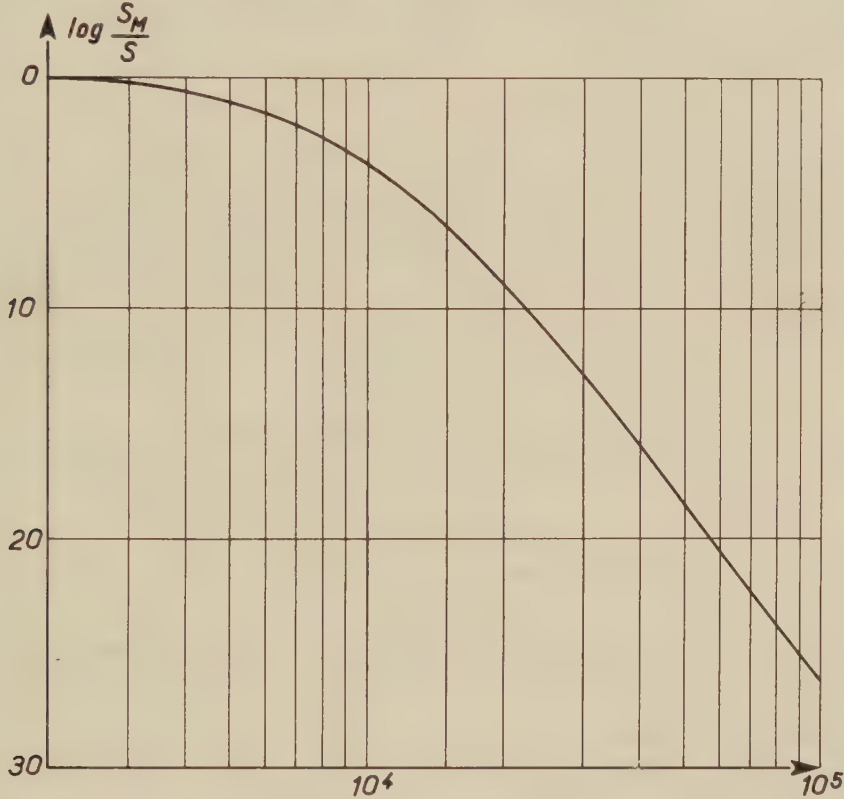


Fig.17 - Réponse en fréquence d'une cellule photoconductrice au sulfure de plomb.

Au-dessus de cette valeur, des déformations du signal seraient à craindre. Dans ces conditions, seules les oscillations de températures de fréquences inférieures à 500 Hz pourront être détectées par le pyromètre. Ceci est encore largement suffisant dans les cas envisagés pour suivre l'évolution de la température superficielle en un point au cours du temps. Il n'en sera peut-être plus de même pour l'étude de l'évolution dans le temps des répartitions spatiales des températures.

Considérons des fluctuations de flux de fréquence f , par suite de la modulation à la fréquence f_m le signal reçu par le récepteur sera :

$$(26.11) \quad S = K(A + B \cos 2\pi ft) \cos 2\pi f_m t,$$

que nous pourrions écrire :

$$(26.12) \quad S = K(A \cos 2\pi f_m t + B \cos 2\pi ft \cos 2\pi f_m t),$$

ou

$$(26.13) \quad S = K\left(A \cos 2\pi f_m t + \frac{B}{2} \cos 2\pi(f+f_m)t + \frac{B}{2} \cos 2\pi(f-f_m)t\right).$$

Ainsi la cellule doit passer sans déformation les fréquences $f_m - f$, f_m et $f_m + f$. Comme f vaut au maximum $f_m/5$ la cellule doit passer sans déformation toutes les fréquences comprises entre $4 f_m/5$ et $6 f_m/5$.

Dans le cas particulier où $f_m = 2\,500$ Hz, la bande passante devra être $2\,000 - 3\,000$ Hz. Cette bande de fréquences est bien située dans le domaine où la réponse du récepteur est correcte (fig. 17).

B) CAS DES PYROMÈTRES A BALAYAGE.

Cette limitation à 500 Hz de la bande passante du récepteur pourrait entraîner quelques inconvénients dans les problèmes de détermination des gradients de température. Pour cette détermination on réalise une exploration en général linéaire dans le temps de la zone visée, selon un segment de droite. Si θ est la durée d'une exploration de l'objet de longueur l , la vitesse de déplacement est alors :

$$(26.14) \quad v = \frac{l}{\theta}.$$

Supposons que le long du segment exploré se trouve une répartition de température telle que le flux reçu par le pyromètre varie sinusoïdalement avec l'abscisse et que deux maxima successifs soient distants de d . Il en résultera pour le pyromètre un signal sinusoïdal dans le temps, dont la période est égale au temps nécessaire pour qu'au cours de l'exploration la zone visée passe par deux maxima successifs. Ce temps est évidemment d/v , c'est-à-dire $\theta d/l$, d'où une fréquence :

$$(26.15) \quad \nu = \frac{l}{\theta d} = \frac{v}{d}.$$

On peut donc dire que la distance d est la "longueur d'onde" du phénomène correspondant à la fréquence ν . Ainsi la longueur d'onde la plus petite d_m qui puisse être analysée sera :

$$(26.16) \quad d_m = \frac{v}{500}.$$

Le cas plus habituel est celui où le pyromètre explore 100 mm en 0,2 seconde. Ainsi v est égal à 500 mm/s et la longueur d'onde d_m est égale à 1 mm.

Si l'on se souvient que la zone visée est en général un cercle dont le diamètre est toujours supérieur à 1 mm, on peut en déduire qu'une bande passante de 500 Hz pour le récepteur est encore ici largement suffisante.

C) PROBLÈME DU PASSAGE D'UN FRONT RAIDE.

C'est principalement dans le problème du "passage d'un front raide" dans le cas d'un balayage, comme nous l'appellerons, que l'importance du diamètre du cercle visé, rapportée à la longueur d_m , peut contribuer le plus à limiter les possibilités de ce pyromètre.

Ce problème est le suivant :

Supposons que la surface étudiée possède un bord perpendiculaire à l'axe du balayage, de sorte que si le pyromètre vise à gauche de ce bord, le flux est nul, tandis que s'il vise à droite de ce bord, il indiquera un signal correspondant à la température moyenne intégrée sur l'élément de surface visée.

Entre les deux cas extrêmes, la surface étudiée n'occupera qu'une partie de la zone visée.

Prenons le bord de l'objet pour axe des y et l'axe de balayage pour axe des x (fig. 18). On peut dire que pratiquement la surface occupe le demi plan $x \geq 0$.

Tous les points pour lesquels $x < 0$ ont donc ici une luminance que nous pouvons considérer comme nulle, tandis que les points du demi plan $x \geq 0$ ont une luminance non nulle, variant en général d'un point à l'autre. Nous admettrons que cette luminance ne dépend que de

l'abscisse du point considéré et non de son ordonnée; ce qui revient à dire que tous les points situés sur une parallèle au bord ont même température.

Nous supposons de plus que la fonction $l(x)$ donnant la valeur de cette luminance, peut se développer en série puisque la température sur la surface ne peut présenter de discontinuité.

Ainsi, nous poserons :

$$(26.17) \quad \begin{aligned} l(x) &= l_0 + l_1 x + l_2 x^2 + \dots \\ &= l_0 (1 + m_1 x + m_2 x^2 + \dots). \end{aligned}$$

Nous avons vu, d'autre part, que la surface visée à chaque instant était un cercle C de rayon R dont le centre se déplace sur l'axe des x . Soit X son abscisse à l'instant t . Le flux récupéré par le pyromètre est évidemment :

$$(26.18) \quad \Phi = K \int_C l ds$$

où K est une constante caractéristique du pyromètre et des conditions de visée et où l'intégrale est étendue à toute la surface du cercle.

Tant que ce cercle ne coupe pas l'axe des y , le problème est simple. S'il se trouve du côté des x négatifs, comme la luminance est nulle partout, le flux Φ est également nul; s'il se trouve du côté des x positifs, nous avons déjà examiné le problème au paragraphe II,4.

Dans le cas où le cercle coupe l'axe des y , la valeur de l'intégrale (26.18) sera calculée à l'annexe V (p. 62).

En limitant le développement (26.17) à :

$$(26.19) \quad l = l_0 + l_1 x = l_0 (1 + m_1 x),$$

puisque la largeur $h = 2R$ de la surface sur laquelle on considère cette relation reste toujours petite, l'intégrale (26.18) devient :

$$(26.20) \quad \Phi = 2KR^2 l_0 (B_0 + m_1 R B_1),$$

où B_0 et B_1 sont des fonctions de x dont les expressions sont indiquées à l'annexe V et dont les valeurs sont données sur la figure 19 en fonction de $\alpha = -\frac{X}{R}$.

Le pyromètre fournit un signal proportionnel au flux Φ (si l'on convient que l_0 au lieu d'être la luminance de la surface est en réalité la luminance équivalente réellement analysée par le pyromètre), donc proportionnel à $B_0 + m_1 R B_1$. Si le pyromètre restituait sans déformation la courbe de flux reçu au passage sur le bord d'un objet visé, il devrait indiquer un front raide suivi d'une droite D_0, D_1, D_2, D_3 etc, (fig. 20) suivant le gradient de température longitudinal sur l'objet. C'est ce qui se produirait dans le cas où R serait infiniment petit. Comme il n'en est pas ainsi, le pyromètre indiquera au contraire les courbes C_0, C_1, C_2, C_3 , etc., qui viennent se raccorder tangentielllement respectivement aux droites D_0, D_1, D_2, D_3 etc. au point d'abscisse $x = R$. Cette déformation du signal entraîne deux conséquences importantes. Il est effectivement difficile, à partir de la courbe fournie par le pyromètre, de restituer avec précision la position exacte du bord de la surface; le départ du signal à $x = -R$ est en général déterminé d'une manière peu précise et la position du maximum de la courbe varie avec m_1 . L'autre conséquence encore plus importante correspond au fait que le flux maximal détecté est loin d'être le flux maximal réel, et par conséquent la température maximale indiquée par le pyromètre n'est pas la température maximale au bord de l'objet. Or, cette température doit être connue avec précision dans bien des cas. Il convient donc de déterminer d'après la courbe obtenue, la position du bord et la valeur du flux, donc de la température en ce point.

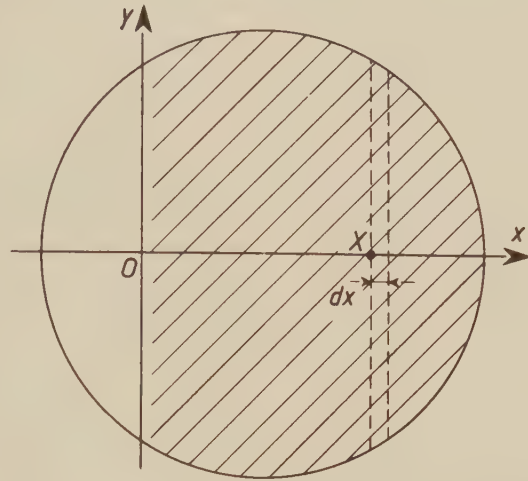


Fig.18 - Élément de surface visée au moment du passage d'un front raide.

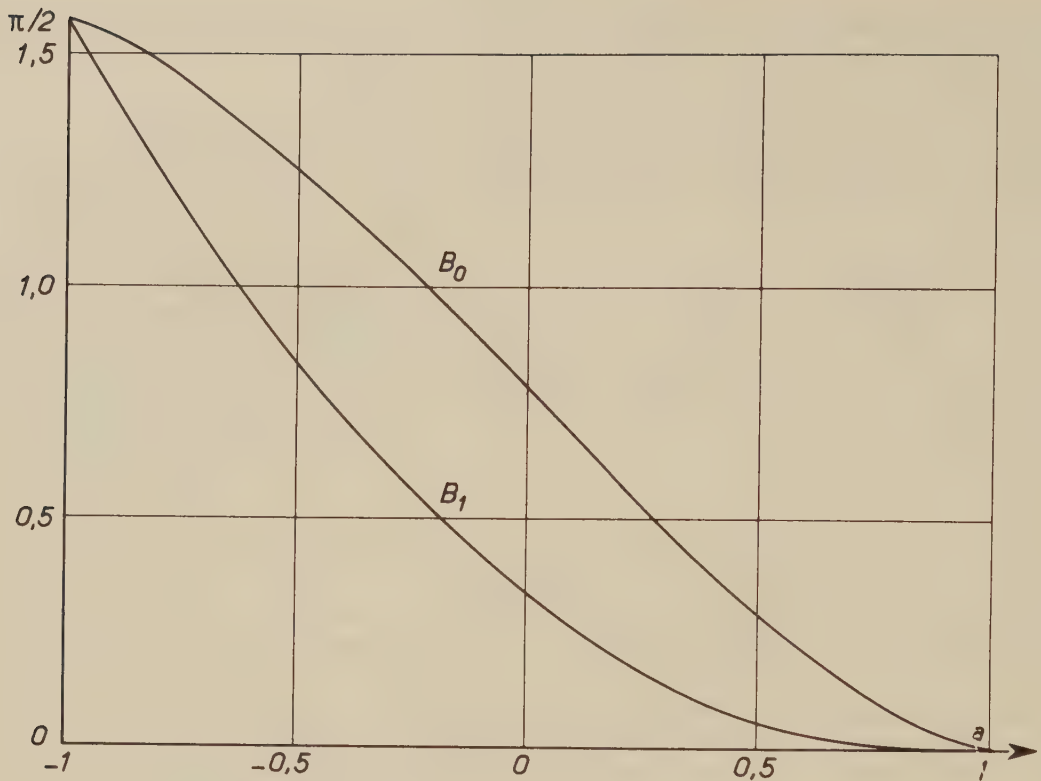


Fig. 19 - Valeur de B_0 et B_1 en fonction de $\alpha = -\frac{X}{R}$.

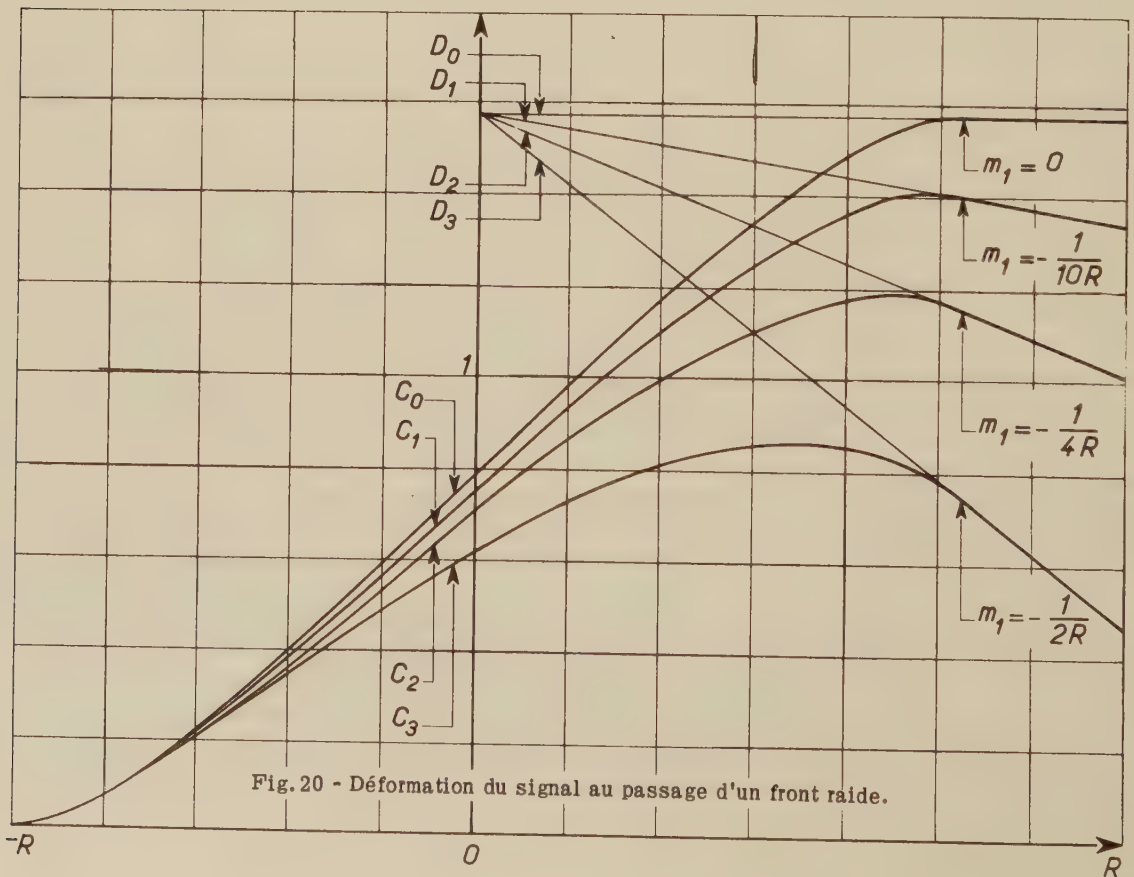


Fig. 20 - Déformation du signal au passage d'un front raide.

Or, le maximum correspond au point où :

$$(26.34) \quad \frac{d\Phi}{dx} = 0 \quad \text{c'est-à-dire} \quad \frac{d\Phi}{da} = 0,$$

et par conséquent :

$$(26.35) \quad \frac{dB_0}{da} + m_1 R \frac{dB_1}{da} = 0.$$

Or,

$$(26.36) \quad B_0 + m_1 R B_1 = \frac{1}{2} (\text{Arc cos } a - a\sqrt{1-a^2}) + m_1 R \left[-\frac{a}{2} (\text{Arc cos } a - a\sqrt{1-a^2}) + \frac{1}{3} (\sqrt{1-a^2})^3 \right].$$

Le maximum est donc déterminé en annulant la dérivée de cette expression :

$$(26.37) \quad -\sqrt{1-a^2} + m_1 R \left[-\frac{1}{2} (\text{Arc cos } a - a\sqrt{1-a^2}) + a\sqrt{1-a^2} - 2a\sqrt{1-a^2} \right] = 0,$$

où :

$$(26.38) \quad m_1 R = -\frac{2\sqrt{1-a^2}}{\text{Arc cos } a + a\sqrt{1-a^2}}.$$

Cette relation permet de calculer la valeur de a en fonction de m_1 . La liaison entre ces deux valeurs est indiquée sur la figure 21.

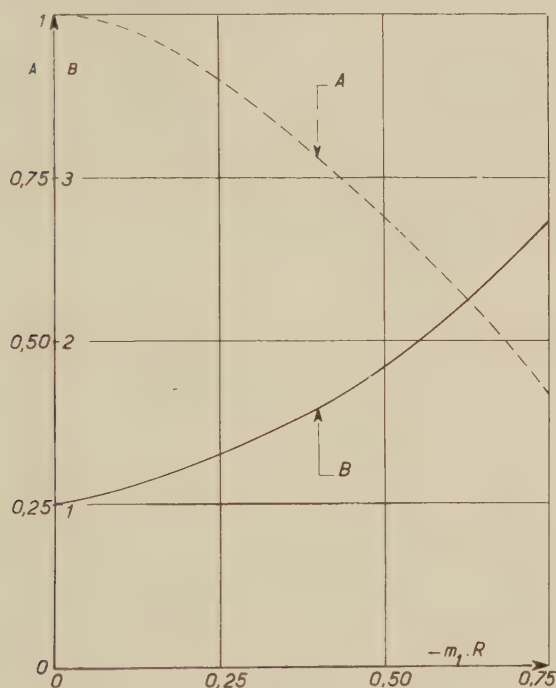


Fig. 21 - Position du maximum apparent (A) et valeur maximale réelle rapportée à la valeur maximale apparente (B) pour diverses valeurs de $-m_1 R$.

Ainsi pour chaque valeur de m_1 (ou plutôt de $m_1 R$), nous obtenons la position en abscisse du maximum de $B_0 + m_1 R B_1$. La valeur de ce maximum peut être calculée aisément.

La figure 21 donne les valeurs du rapport de $\pi/2$ au maximum en fonction de m_1 . Pour calculer le flux Φ_0 au bord de la plaque, il suffit de multiplier le flux maximum de la courbe d'enregistrement par le coefficient indiqué sur cette figure correspondant à la valeur de $m_1 R$ relevée également sur l'enregistrement.

Le problème peut se généraliser dans la recherche de la répartition $l(x)$ réelle à partir de la courbe expérimentale obtenue dans le cas plus général où cette fonction n'est plus seulement représentée par une fonction linéaire. On peut alors rechercher si un développement du second degré de $l(x)$ suffit pour expliquer la forme de la courbe expérimentale, sinon, une fonction du

3^e degré etc... On utilisera pour cela le développement plus général de Φ (formule (26.29) en se limitant au 3^e, 4^e, terme et en calculant d'après les valeurs de l'expérience les valeurs de l_0 , l_1 , l_2 etc., qui interviennent.

Il est pourtant à remarquer que dans la plupart des cas la variation de la température est suffisamment lente pour que le flux varie linéairement avec X dans le petit espace $0 \leq X \leq R$. Pourtant, le problème peut se généraliser, mais à notre avis la précision des mesures rend tout à fait illusoire la recherche d'un développement de $l(x)$ d'ordre supérieur au deuxième degré.

Ces résultats supposent évidemment que la partie électronique associée au pyromètre ne vienne pas déformer le signal initial obtenu directement aux bornes du récepteur. Le rôle de cette partie électronique n'est pas seulement d'amplifier le signal afin qu'il soit de niveau suffisant pour être apprécié par l'appareil de mesure choisi, mais également de filtrer les fréquences sans intérêt en diminuant ainsi le niveau du bruit de fond.

L'expérience a montré que la fréquence maximale des oscillations de température susceptibles d'être suivies par le pyromètre étaient de 500 Hz ceci correspondant d'ailleurs théoriquement, dans le cas des balayages que nous aurons à considérer ultérieurement, à des variations sinusoïdales de température sur une surface dont les maximums successifs seraient distants d'un millimètre.

Les amplificateurs utilisés ont donc été construits pour laisser passer sans déformation les fréquences jusqu'à 500 Hz, les fréquences supérieures étant fortement atténuées.

Dans le cas considéré actuellement, il convient de rechercher jusqu'à quel point le signal fourni passe sans déformation. Il est donc nécessaire de décomposer le signal en série trigonométrique, afin d'examiner l'importance des harmoniques qui pourraient être supprimés.

L'énergie reçue par le récepteur est proportionnelle à la fonction dont les valeurs sont données par les relations suivantes :

$$(26.39) \quad \Psi = B_0 + m_1 R B_1, \quad \text{si} \quad -R \leq X \leq +R,$$

$$(26.40) \quad \Psi = \frac{\pi}{2} (1 + m_1 X), \quad \text{si} \quad R \leq X \leq -\frac{1}{m_1}.$$

Introduisons le paramètre k tel que :

$$(26.41) \quad k = -\frac{1}{m_1 R}.$$

Les relations (26.39) et (26.40) s'écrivent alors :

$$(26.42) \quad \Psi = B_0 - \frac{1}{k} B_1, \quad \text{si} \quad -1 \leq \frac{X}{R} \leq 1,$$

$$(26.43) \quad \Psi = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{k} \frac{X}{R} \right), \quad \text{si} \quad +1 \leq \frac{X}{R} \leq k.$$

Or, nous pouvons constater que B_0 et B_1 peuvent s'exprimer avec une erreur inférieure à 5% par les expressions

$$(26.44) \quad B_0 = \frac{\pi}{4} \left[1 + \sin \frac{\pi}{2} \frac{X}{R} - 0,09812 \sin \pi \frac{X}{R} \right],$$

et

$$(26.45) \quad B_1 = \frac{\pi}{2} \left[1 + \frac{\sqrt{2}}{2} \left(\sin \frac{\pi}{4} \frac{X}{R} - \cos \frac{\pi}{4} \frac{X}{R} \right) - 0,08069 \cos \frac{\pi}{2} \frac{X}{R} - 0,02017 \sin \pi \frac{X}{R} \right].$$

Comme le déplacement de la zone visée est linéaire en fonction du temps, c'est-à-dire que la variation de X est proportionnelle au temps, les fonctions trigonométriques écrites dans les relations (26.44) et (26.45) sont donc des fonctions sinusoïdales du temps.

Dans les exemples qui seront considérés ultérieurement, on verra que le pyromètre a été construit de manière qu'un déplacement égal à R de la zone visée soit effectué en deux milli-secondes.

Nous pouvons donc écrire en fonction du temps t :

$$(26.46) \quad \frac{X}{R} = \frac{t - t_0}{0,002} = 500 (t - t_0),$$

où t_0 est le temps à l'origine du déplacement.

Ainsi :

$$(26.47) \quad \frac{\pi X}{4 R} = 500 \frac{\pi}{4} (t - t_0) = 2 \pi \frac{500}{8} (t - t_0),$$

correspondant à une fréquence de 62,5 Hz. Par conséquent $\frac{\pi X}{2 R}$ correspond à une fréquence de 125 Hz et $\pi \frac{X}{R}$ à une fréquence de 250 Hz. Toutes ces fréquences passent donc sans déformation dans l'amplificateur. Par conséquent nous pouvons admettre que le signal "à la pointe" est restitué fidèlement par l'appareil.

Remarquons cependant que si le diamètre du cercle de visée était n fois plus petit, les fréquences à passer seraient n fois plus élevées et on pourrait alors craindre des déformations du signal "à la pointe".

Indépendamment de la considération de l'énergie minimal détectable, il n'y a donc pas toujours intérêt à diminuer exagérément le diamètre du cercle de visée.

Pour une raison tout à fait comparable, il est peu indiqué d'augmenter trop notablement la vitesse de balayage puisque les fréquences à passer en seraient pour autant augmentées.

Quant à la partie linéaire qui succède au "signal de pointe" elle passera en général sans déformation puisque la variation est particulièrement lente. Il semble difficile de restituer fidèlement un gradient de flux si k n'est pas au moins égal à 3.

En effet, les déformations que nous venons d'analyser à l'origine d'un balayage et qui sont dues au fait que R n'est pas nul, se font également sentir à la fin du même balayage, entraînant une zone de déformation de largeur $2R$ répartie de part et d'autre du point final. Ainsi pour $k = 3$, la variation de flux ne sera linéaire que pendant une variation de X égal à R , et il semble bien que ce soit le minimum pour pouvoir déterminer une pente avec quelque précision.

II,6.4. INFLUENCE DU BRUIT DE FOND DE LA CELLULE.

Les cellules au sulfure de plomb présentent comme tout récepteur, un bruit de fond non négligeable. Pour effectuer une mesure avec précision, il est nécessaire que le signal fourni par cette cellule soit suffisamment grand par rapport à ce bruit de fond.

Si l'on convient d'une valeur de ce rapport au-dessous de laquelle il n'est pratiquement plus possible de faire de mesures on peut définir le flux minimal détectable par la cellule, auquel évidemment nous pouvons faire correspondre pour le pyromètre la température minimale détectable.

Cette dernière qui constitue une limite pour l'appareil devrait être la plus petite possible. Le flux capté par le pyromètre doit donc être le plus grand possible pour une température de surface donnée.

Pour réaliser cette condition l'élément visé de cette surface doit être aussi grand que les dimensions de l'objet le permettent. Le pyromètre sera placé aussi près que possible de l'objet étudié. Enfin, l'objectif doit avoir une ouverture relativement grande. Toutes ces précautions étant prises, on ne pourra diminuer la valeur de la température minimale détectable qu'en limitant le bruit de fond du récepteur. Or, ceci n'est possible qu'en limitant la bande passante de l'appareillage de mesure. On sait, en effet, que l'intensité moyenne du bruit de fond est approximativement proportionnelle à la racine carrée de cette bande passante. On peut donc admettre que le flux minimal détectable est également proportionnel à cette quantité.

Les pyromètres utilisés possèdent une bande passante de 500 Hz et sont limités par une température minimale détectable de 300°C environ. Pour diminuer celle-ci jusqu'à 200°C environ, il serait nécessaire de réduire la bande passante à 6 Hz. Et enfin, si celle-ci était de 1 Hz, la température minimale détectable serait de 170°C.

Ainsi, en dehors de toute considération, pour pouvoir mesurer avec des pyromètres de ce type des températures voisines de l'ambiante, il serait nécessaire d'utiliser des récepteurs de meilleure sensibilité, c'est-à-dire dont le rapport signal/bruit S/b soit plus grand. C'est par exemple le cas des cellules photoconductrices au sulfure de plomb refroidies avec de la neige carbonique. Le rapport S/b étant environ 10 fois plus grand, la température minimale détectable est inférieure à 100°C pour une bande passante de 1 Hz.

De toute manière la détermination des températures aussi basses nécessiterait des précautions importantes et les pyromètres utilisés seraient de types tout à fait spéciaux, sortant du cadre de cette étude.

II.7. ANNEXES.

II.7.1. - ANNEXE 1 - INFLUENCE D'UN GRADIENT DE TEMPÉRATURE A L'INTÉRIEUR DE LA ZONE VISÉE. (CAS DES PYROMÈTRES A BALAYAGE).

Il a été remarqué au paragraphe II.4.5. que la mesure effectuée avec un pyromètre indiquait la valeur de la température au centre de l'élément de surface visée dans le cas où les variations du second ordre de la température sur cet élément pouvaient être admises comme étant négligeables.

Les pyromètres possédant un système de balayage linéaire permettent, théoriquement du moins, de déterminer l'influence de ces termes du second ordre et par là d'augmenter quelque peu la précision dans la détermination des répartitions de température.

Soit $\vec{Ox}$ la direction du balayage du pyromètre. Pour simplifier nous supposons qu'en tout point étudié le gradient de température est parallèle à $\vec{Ox}$, autrement dit que les isothermes sont des parallèles à l'axe $\vec{Oy}$ perpendiculaire à $\vec{Ox}$. Nous pouvons écrire que sur toute la surface explorée :

$$(27.1) \quad T_M = T(x),$$

où T_M est la température de surface au point M d'abscisse x .

Il en résulte que :

$$(27.2) \quad \varepsilon(T_M) \cdot F(T_M) \cdot T_M^4 = f(x).$$

Or, la mesure effectuée sur S , que nous supposons ici circulaire de rayon r , dont le centre a une abscisse X , donne :

$$(27.3) \quad \bar{\Phi}_a = \frac{K}{\pi} \sigma \frac{1}{S} \iint_S f(x) ds.$$

L'intégrale peut s'écrire :

$$(27.4) \quad I(X) = \iint_S f(x) ds = 2 \int_{x-r}^{x+r} f(x) \sqrt{r^2 - (x-X)^2} dx.$$

Ainsi, la mesure donnée par l'appareil est :

$$(27.5) \quad \bar{\Phi}_a = \frac{K}{\pi} \sigma \frac{I(X)}{S}.$$

Alors que la mesure qui permettrait de déterminer $T(X)$ serait :

$$(27.6) \quad \Phi_a = \frac{K}{\pi} \sigma f(x).$$

Le problème est donc de déterminer Φ_a à partir de $\bar{\Phi}_a$. Pour cela, nous ferons deux remarques :

- a) $f(x)$ varie d'une façon suffisamment lente pour que l'on puisse admettre que $f(X)$ existe en tout point X du domaine ainsi que ses dérivées en ce point et l'on peut écrire pour un intervalle suffisamment petit, c'est-à-dire $|x-X| \ll r$:

$$(27.7) \quad f(x) = f(X) + \left(\frac{df}{dx} \right)_X \cdot \frac{(x-X)}{1!} + \left(\frac{d^2f}{dx^2} \right)_X \cdot \frac{(x-X)^2}{2!} + \dots$$

Ainsi :

$$(27.8) \quad I(X) = f(X) \cdot 2 \int_{x-r}^{x+r} \sqrt{r^2 - (x-X)^2} dx + \left(\frac{df}{dx} \right)_x \cdot 2 \int_{x-r}^{x+r} (x-X) \sqrt{r^2 - (x-X)^2} dx + \dots$$

Nous avons :

$$(27.9) \quad S = 2 \int_{x-r}^{x+r} \sqrt{r^2 - (x-X)^2} dx.$$

Posons donc :

$$(27.10) \quad a_1 S = 2 \int_{x-r}^{x+r} (x-X) \sqrt{r^2 - (x-X)^2} dx,$$

$$(27.11) \quad a_2 S = 2 \int_{x-r}^{x+r} (x-X)^2 \sqrt{r^2 - (x-X)^2} dx,$$

etc.

Ainsi :

$$(27.12) \quad \frac{1}{S} I(X) = f(X) + a_1 \left(\frac{df}{dx} \right)_x + \frac{a_2}{2} \left(\frac{d^2 f}{dx^2} \right)_x + \dots$$

dans laquelle nous pouvons évidemment remplacer $\left(\frac{df}{dx} \right)_x$ par $\frac{df}{dX}$ etc.

b) Remarquons d'autre part que :

$$(27.13) \quad \frac{dl}{dX} = 2 \int_{x-r}^{x+r} f(x) \frac{(x-X)}{\sqrt{r^2 - (x-X)^2}} dx.$$

Intégrons par partie, nous avons :

$$(27.14) \quad \frac{dl}{dX} = 2 \int_{x-r}^{x+r} \frac{df}{dx} \sqrt{r^2 - (x-X)^2} dx.$$

Pour des raisons analogues nous avons :

$$(27.15) \quad \frac{d^n l}{dX^n} = 2 \int_{x-r}^{x+r} \frac{d^n f}{dx^n} \sqrt{r^2 - (x-X)^2} dx.$$

Et nous pouvons écrire encore :

$$(27.16) \quad \frac{d^n f}{dx^n} = \left(\frac{d^n f}{dx^n} \right)_x + \frac{(x-X)}{1!} \left(\frac{d^{n+1} f}{dx^{n+1}} \right)_x + \frac{(x-X)^2}{2!} \left(\frac{d^{n+2} f}{dx^{n+2}} \right)_x + \dots$$

Ce qui, finalement, en comparant les résultats précédents nous donne :

$$(27.17) \quad \frac{1}{S} \frac{d^n l}{dX^n} = \frac{d^n f}{dX^n} + \frac{a_1}{1!} \frac{d^{n+1} f}{dX^{n+1}} + \frac{a_2}{2!} \frac{d^{n+2} f}{dX^{n+2}} + \dots$$

En combinant l'équation (27.12) et les diverses équations (27.17), nous obtenons :

$$(27.18) \quad f(X) = \frac{I(X)}{S} - \frac{a_1}{S} \frac{dl}{dX} - \frac{1}{S} \left(\frac{a_2}{2!} - \frac{a_1^2}{1!} \right) \frac{d^2 l}{dX^2} - \dots$$

D'où, grâce aux équations (27.5) et (27.6) :

$$(27.19) \quad \Phi_a = \bar{\Phi}_a - a_1 \frac{d\bar{\Phi}_a}{dX} - \left(\frac{a_2}{2} - a_1^2 \right) \frac{d^2 \bar{\Phi}_a}{dX^2} - \dots$$

Les coefficients a_1, a_2 sont donnés par les intégrales (27.10) et (27.11), il en serait de même pour les suivantes; les valeurs de $\bar{\Phi}_a$, $d\bar{\Phi}_a/dX$, etc. seront obtenues à partir de la

courbe expérimentale. Or, nous remarquerons que les coefficients a_1, a_3 etc. sont nuls, par conséquent :

$$(27.20) \quad \Phi_a = \bar{\Phi}_a - \frac{a_2}{2} \frac{d^2 \bar{\Phi}_a}{dX^2} - \dots$$

Or, s'il est possible de déterminer sur une courbe expérimentale une dérivée première avec une précision suffisante, il est beaucoup plus douteux d'obtenir la dérivée seconde avec une bonne précision et il est presque toujours dérisoire d'espérer obtenir d'autres dérivées. C'est pourquoi la formule (27.20) peut être limitée à ses deux premiers termes. Remarquons que dans le cas où $f(X)$ est une fonction linéaire de X , $d^2 \bar{\Phi}_a / dX^2$ est nulle et Φ_a est bien identique à $\bar{\Phi}_a$ comme nous l'avons montré au paragraphe II,4.5.

II,7.2. - ANNEXE II - DÉTERMINATION DU FACTEUR GÉOMÉTRIQUE INTERVENANT DANS LE CALCUL DE L'INFLUENCE DU RAYONNEMENT DES GAZ SITUÉS SUR LE PARCOURS DU CHEMIN OPTIQUE DU PYROMÈTRE.

Il a été montré au paragraphe II,5.1. que le flux $\Delta \varphi_\lambda$ émis par une couche de gaz d'épaisseur dX et capté par l'objectif était égal à

$$(27.21) \quad \Delta \varphi_\lambda = \frac{\eta_\lambda}{2} dX \int y dy d\omega,$$

où X est la distance de la couche de gaz à la surface visée, l celle de cette surface à l'objectif et où l'intégrale est prise le long d'un rayon de la section droite, y étant l'abscisse sur ce rayon et $d\omega$ l'angle solide correspondant au rayonnement capté par le récepteur.

Nous poserons :

$$(27.22) \quad X = x l.$$

La variable x alors sans dimensions est comprise entre 0 et 1.

Pour calculer l'intégrale (27.21), deux cas seront considérés :

$$a) \quad x \gg \frac{r}{r+R}.$$

La section droite est entre le point d'intersection l des rayons extrêmes et l'objectif.

Deux zones sont alors à considérer :

$$(27.23) \quad - \text{ la première où } 0 \leq y \leq y_1 \quad \text{avec} \quad y_1 = R x - (1-x) r,$$

$$(27.24) \quad - \text{ la deuxième où } y_1 \leq y \leq y_2 \quad \text{avec} \quad y_2 = R x + (1-x) r.$$

Ainsi :

$$(27.25) \quad \Delta \varphi_\lambda = \frac{\eta_\lambda}{2} l dx \left[\int_0^{y_1} y dy d\omega + \int_{y_1}^{y_2} y dy d\omega \right].$$

Il sera posé :

$$(27.26) \quad \Delta \varphi_\lambda = \frac{\eta_\lambda}{2} l dx [A + B].$$

Dans la zone correspondant à A , $d\omega$ est déterminé par l'angle solide sous lequel la surface s est vue depuis l'élément dv . Effectivement, tout rayon passant par cet élément par s sera capté par l'objectif pour être ensuite réfracté vers le récepteur. Ainsi :

$$(27.27) \quad d\omega = \frac{\pi r^2}{x^2 l^2}. \quad (*)$$

(*) En toute rigueur $d\omega = \frac{\pi r^2}{x^2 l^2} \cos^3 \alpha$ où $\operatorname{tg} \alpha = \frac{y}{X}$, mais dans les cas particuliers rencontrés au cours de cette étude $\operatorname{tg} \alpha \leq \frac{1}{15}$. Ainsi : $1 \gg \cos^3 \alpha > 1 - \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{15^2} = 1 - \frac{1}{150}$.

Cette quantité peut donc être prise égale à l'unité.

$$(27.28) \quad A = \frac{\pi r^2}{x^2 l^2} \int_0^{y_1} y \, dy = \frac{\pi r^2}{x^2 l^2} \frac{y_1^2}{2}.$$

En introduisant la variable sans dimension

$$(27.29) \quad a = \frac{R x}{r(1-x)},$$

on obtient :

$$(27.30) \quad y_1 = R x - (1-x) r = R x \left[1 - \frac{1}{a} \right].$$

Par conséquent :

$$(27.31) \quad A = \frac{\pi r^2 R^2}{2 l^2} \left(1 - \frac{1}{a} \right)^2.$$

Pour calculer B maintenant il sera posé :

$$(27.32) \quad y = R x + (1-x) r q = (1-x) r(a+q),$$

où : $-1 \leq q \leq +1$, si $y_1 \leq y \leq y_2$.

Ainsi :

$$(27.33) \quad B = r^2 (1-x)^2 \int_{-1}^{+1} (a+q) \, dq \, d\omega.$$

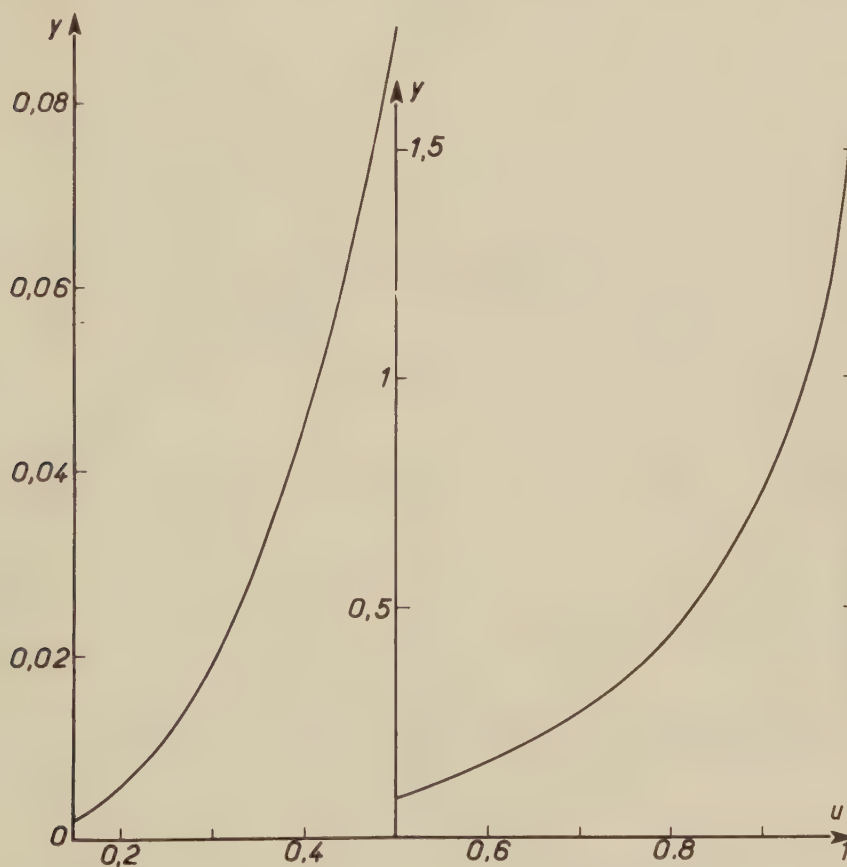


Fig. 22 - Valeurs de la fonction $y = f(u) = \text{Arc sin } u - u \sqrt{1-u^2}$ pour les valeurs de x comprises entre 0 et 1 .

La valeur de $d\omega$ est différente du cas précédent. En effet, tout rayon capté doit passer par l'élément qui émet, par la surface s et par l'objectif S . Pour cela, considérons le cône ayant pour sommet le centre de l'élément dv et s'appuyant sur le contour de s . L'intersection de ce cône avec le plan de l'objectif est un cercle de rayon $\rho = r \left(\frac{1-x}{x} \right)$ dont le centre est à une distance $\delta = \frac{y}{x} = \left(\frac{1-x}{x} \right) r(a+q) = R \frac{a+q}{a}$ du centre O de cet objectif. Si $d\sigma$ correspond à la surface commune des deux cercles, on obtient :

$$(27.34) \quad d\omega = \frac{d\sigma}{(1-x)^2 l^2}.$$

Le calcul de la surface de la partie commune à deux cercles est tout à fait classique.

On peut introduire pour cela la fonction :

$$(27.35) \quad f(u) = \text{Arc sin } u - u \sqrt{1-u^2},$$

représentée sur la figure 22 et poser d'autre part :

$$(27.36) \quad h = \frac{\sqrt{1 - \frac{1}{4a^2}}}{1 + \frac{q}{a}} \sqrt{\left(1 + \frac{q}{2a+1}\right) \left(1 + \frac{q}{2a-1}\right) (1 - q^2)}.$$

La figure 23 donne les valeurs de $h_1 = \frac{h}{\sqrt{1 - \frac{1}{4a^2}}}$ en fonction de q pour diverses valeurs de a .

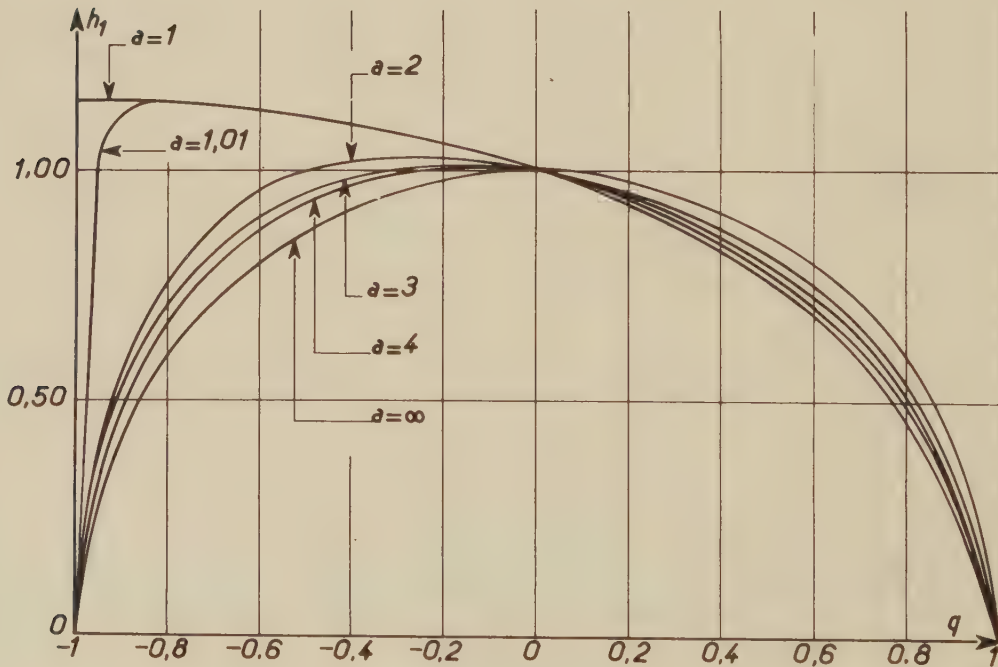


Fig. 23 - Valeurs de la fonction $h_1 = \frac{1}{1 + \frac{q}{a}} \sqrt{\left(1 + \frac{q}{2a+1}\right) \left(1 + \frac{q}{2a-1}\right) (1 - q^2)}$

pour des valeurs de q comprises entre -1 et 1 et pour diverses valeurs du paramètre a .

On obtient alors les résultats suivants :

- dans le cas où $\delta \geq \sqrt{R^2 - \rho^2}$ ou $q \geq -a + \sqrt{a^2 - 1}$,

$$(27.37) \quad d\sigma = \frac{R^2}{a^2} \left[a^2 f\left(\frac{h}{a}\right) + f(h) \right];$$

- dans le cas où $\delta \leq \sqrt{R^2 - \rho^2}$ ou $q \leq -a + \sqrt{a^2 - 1}$,

$$(27.38) \quad d\sigma = \frac{R^2}{a^2} \left[\pi + a^2 f\left(\frac{h}{a}\right) - f(h) \right].$$

Dans ces conditions :

$$(27.39) \quad B = \frac{r^2}{l^2} \int_{-1}^{+1} d\sigma (a+q) dq.$$

Posons :

$$(27.40) \quad \zeta_a(q) = \frac{d\sigma}{R^2} (a+q).$$

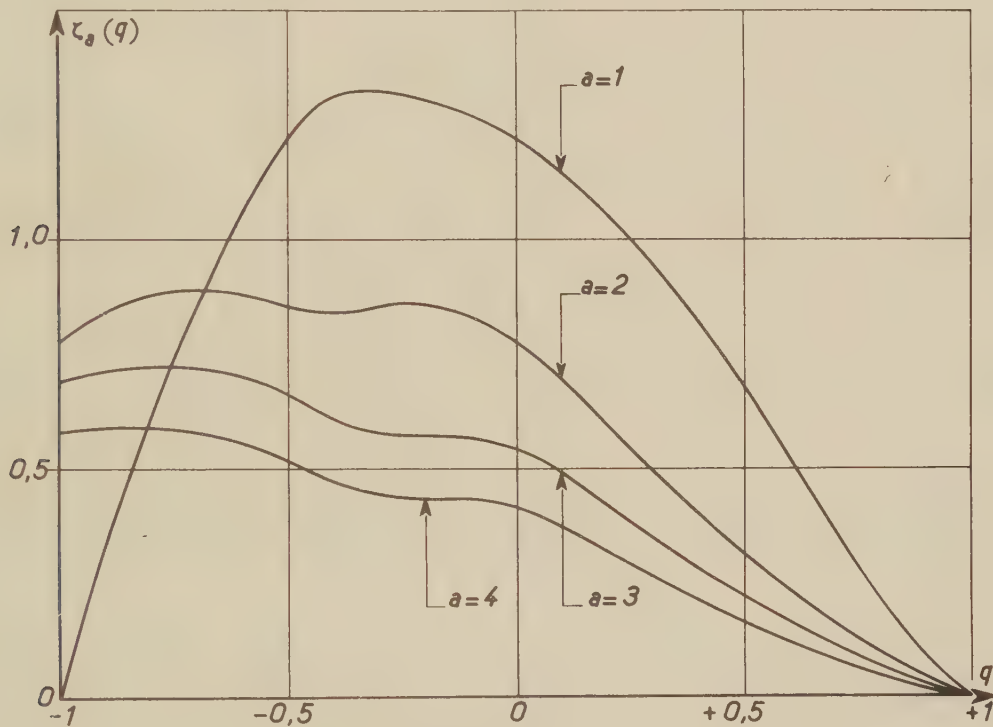


Fig. 24 - Variations de la fonction $\zeta(q)$ en fonction de q pour diverses valeurs du paramètre a .

La figure 24 donne les valeurs de $\zeta_a(q)$ pour diverses valeurs de a . En planimétrant ces courbes entre -1 et $+1$ on obtient les valeurs de :

$$(27.41) \quad Z(a) = \int_{-1}^{+1} \zeta_a(q) dq$$

qui sont indiquées sur la figure 25. La fonction $Z(a)$ peut être assimilée avec précision à la fonction :

$$(27.42) \quad Z(a) = \frac{3,122 a - 1,481}{a^2}.$$

Ainsi :

$$(27.43) \quad B = \frac{r^2 R^2}{l^2} Z(a).$$

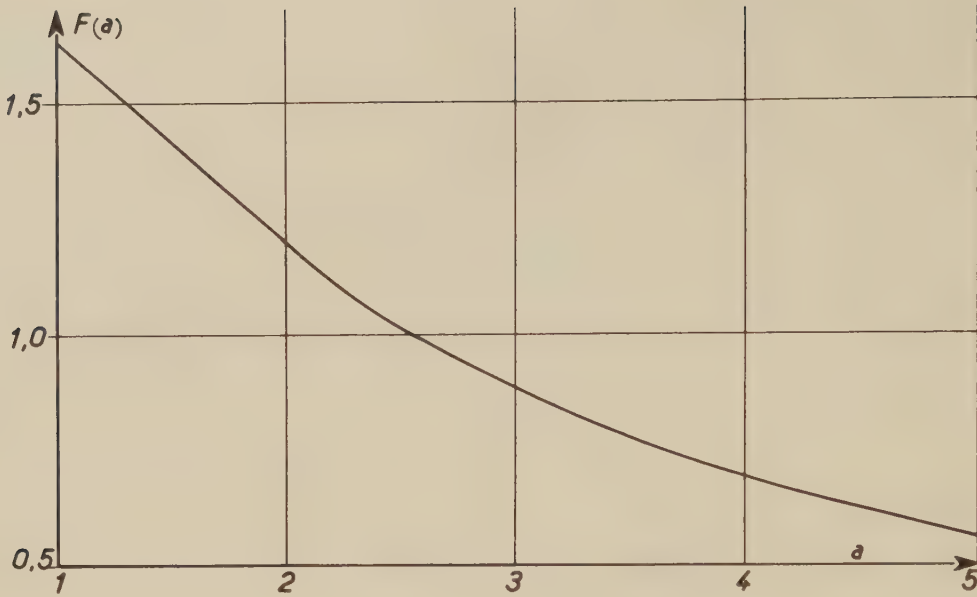


Fig. 25 - Variations de la fonction $Z(a) = \int_{-1}^{+1} \zeta_a(q) dq$ avec a .

Dans ces conditions :

$$(27.44) \quad \Delta \varphi_\lambda = \frac{\eta_\lambda}{2} l dx \cdot \frac{r^2 R^2}{l^2} \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{a} \right)^2 + Z(a) \right].$$

C'est-à-dire :

$$(27.45) \quad \Delta \varphi_\lambda = \frac{\pi \eta_\lambda}{4} \cdot \frac{r^2 R^2}{l} \cdot dx \left[1 - 0,0125 \frac{1}{a} + 0,0572 \frac{1}{a^2} \right].$$

$$b) x \leq \frac{r}{r+R}.$$

Il est aisé de voir que le calcul est strictement identique au précédent, à condition de permuter r et R ainsi que x et $1-x$. De sorte que a est remplacé par $\frac{1}{a}$. Ainsi :

$$(27.46) \quad \Delta \varphi_\lambda = \frac{\pi \eta_\lambda}{4} \frac{r^2 R^2}{l} dx [1 - 0,0125 a + 0,0572 a^2].$$

Finalement, nous obtenons :

$$(27.47) \quad \Delta \varphi_\lambda = \frac{\pi \eta_\lambda}{4} \frac{r^2 R^2}{l} dx g(x),$$

avec :

$$(27.48) \quad \begin{cases} g(x) = 1 - 0,0125 a + 0,0572 a^2 & \text{si } x \leq \frac{r}{r+R}, \\ g(x) = 1 - 0,0125 \frac{1}{a} + 0,0572 \frac{1}{a^2} & \text{si } x > \frac{r}{r+R}, \end{cases}$$

$$\text{où } a = \frac{R x}{r(1-x)}.$$

La figure 26 donne les valeurs de $g(x)$ avec x dans les cas particuliers où $\frac{R}{r} = 4$ et $\frac{R}{r} = 40$. Elle montre que cette fonction subit des variations inférieures à 5 % lorsque x varie de 0 à 1. Il est donc tout à fait normal de négliger ces variations, en considérant $g(x) \equiv 1$, puisqu'elles sont du second ordre, n'intervenant que sur des termes correctifs dûs au rayonnement des gaz.

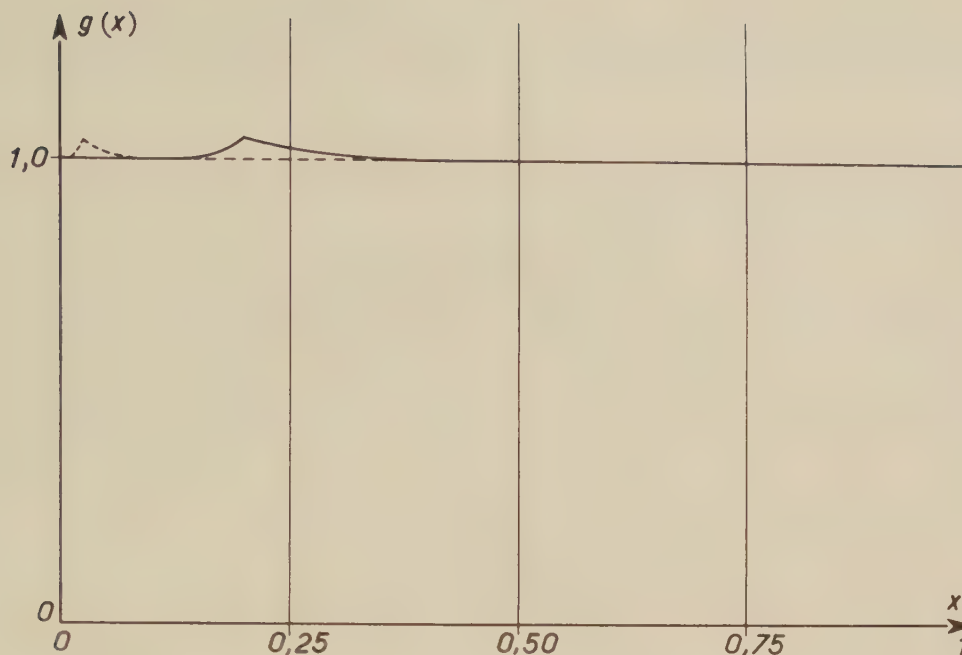


Fig. 26 - Variations de $g(x)$ avec x pour $\frac{R}{r} = 4$ — et $\frac{R}{r} = 40$ - - - - - .

II,7.3. - ANNEXE III - RELATION FONDAMENTALE ENTRE η_λ ET k_λ .

Puisque la loi de KIRCHHOFF montre l'égalité des facteurs d'émission et d'absorption d'un corps en état d'équilibre, une relation doit exister entre le coefficient d'émission volumique d'un gaz et son coefficient d'absorption.

Cette loi de KIRCHHOFF est démontrée en faisant le bilan des énergies échangées par le corps lorsqu'il est placé dans une enceinte isotherme ayant une température égale à celle de ce corps. Un raisonnement analogue peut donc être utilisé pour rechercher la relation existant entre η_λ et k_λ .

Considérons pour cela deux plans illimités P_1 et P_2 , placés parallèlement l'un à l'autre et rayonnant l'un vers l'autre (fig. 27). Leur facteur d'émission sera supposé égal à l'unité, leurs températures étant identiques.

Entre P_1 et P_2 et parallèlement à eux, est placée, par exemple à mi-distance entre P_1 et P_2 , une lame imaginaire de gaz de faible épaisseur h . Elle sera supposée illimitée et de même température que les deux plans rayonnants.

Le flux émis par cette lame est égal au flux qu'elle absorbe, puisque l'équilibre thermique est établi. Dans ces conditions, le flux rayonné par un élément de surface S d'une des faces de la lame est égal à la portion absorbée du flux pénétrant dans cette lame par cet élément; le flux provenant du plan radiant lui faisant vis-à-vis.

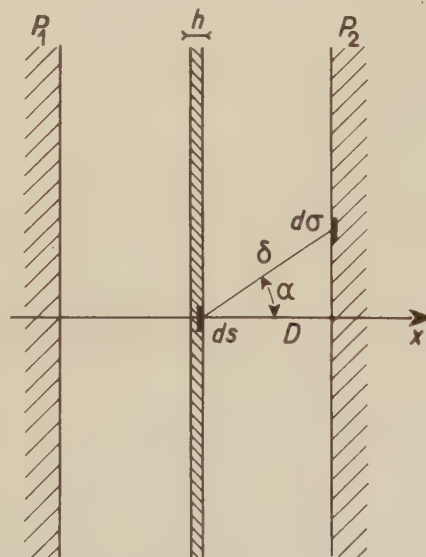


Fig. 27 - Rayonnement d'une lame de gaz placée entre deux plans radiants.

Si S est suffisamment grand par rapport à h , le flux monochromatique, émis par cet élément de surface, est sensiblement égal à :

$$(27.49) \quad \Delta \varphi_e = \frac{\eta_\lambda}{2} S \cdot h.$$

Le flux monochromatique provenant d'un élément de surface $d\sigma$ du plan radiant et passant à travers un élément de surface ds de la lame est :

$$(27.50) \quad d\varphi_1 = l_\lambda^\circ \frac{ds d\sigma}{\delta^2} \cos^2 \alpha$$

où δ est la distance entre ds et $d\sigma$ et α l'angle de la direction allant du centre de ds au centre de $d\sigma$ avec la normale aux plans de ces surfaces.

L'épaisseur de gaz traversée par ce rayonnement étant $\frac{h}{\cos \alpha}$, le flux qui en est absorbé est :

$$(27.51) \quad d\varphi_a = l_\lambda^\circ \frac{ds d\sigma}{\delta^2} \cos \alpha k_\lambda h.$$

En intégrant cette quantité sur tout le plan radiant, nous obtenons :

$$(27.52) \quad \Delta \varphi_a = l_\lambda^\circ ds h \iint \frac{d\sigma}{\delta^2} \cos \alpha k_\lambda,$$

où il convient de poser :

$$(27.53) \quad d\sigma = 2\pi r dr,$$

avec

$$(27.54) \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{r}{D}$$

en appelant D la distance entre la lame et le plan radiant. Ainsi :

$$(27.55) \quad \Delta \varphi_a = l_\lambda^\circ ds k_\lambda h \int_0^\infty \frac{2\pi r dr}{D^2} \cos^3 \alpha$$

d'où

$$(27.56) \quad \Delta \varphi_a = 2\pi l_\lambda^\circ k_\lambda ds h \int_0^\infty \frac{r dr}{D^2} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{r^2}{D^2}\right)^{3/2}}.$$

L'intégrale étant égale à l'unité :

$$(27.57) \quad \Delta \varphi_a = 2\pi l_\lambda^\circ k_\lambda ds h.$$

Ainsi, pour la surface S nous aurons :

$$(27.58) \quad \Delta \varphi_a = 2\pi l_\lambda^\circ k_\lambda S \cdot h.$$

Il résulte de l'égalité de $\Delta \varphi_e$ (27.49) et de $\Delta \varphi_a$ (27.58) que :

$$(27.59) \quad \eta_\lambda = 4\pi l_\lambda^\circ k_\lambda$$

qui est la relation fondamentale entre η_λ et k_λ .

II,7.4. - ANNEXE IV - DÉTERMINATION DU COEFFICIENT D'ABSORPTION k_λ DES GAZ RENCONTRÉS SUR LE CHEMIN DU RAYONNEMENT.

Les gaz rencontrés sur le chemin du rayonnement sont en général des gaz de combustion, parfois des flammes. Or, leur rayonnement provient soit de particules de carbone, soit de l'émission des produits de la combustion. Dans les cas particuliers rencontrés au cours de cette étude, le pourcentage des particules de carbone était suffisamment faible pour pouvoir être négligé. Parmi les produits de la combustion, seuls CO^2 et H^2O rayonnent suffisamment pour donner un effet notable; l'oxyde de carbone, autre gaz susceptible de rayonner dans l'infrarouge, émet ses bandes principales dans un domaine spectral où les récepteurs utilisés sont insensibles.

Le rayonnement du gaz carbonique comporte trois bandes principales dans le proche infra-rouge. La première, située autour de $2,75\mu\text{m}$ est d'importance moyenne. La seconde, située autour de $4,2\mu\text{m}$ est particulièrement intense. La troisième est située beaucoup plus loin dans le spectre, vers $15\mu\text{m}$.

Le rayonnement de la vapeur d'eau comporte sept bandes principales, situées respectivement : $0,95 - 1,13 - 1,37 - 1,85 - 2,70 - 5,90$ et $19,6\mu\text{m}$. Les deux premières sont de faible intensité, les deux suivantes d'intensité moyenne. Les autres sont particulièrement intenses.

Ainsi, pour pouvoir éliminer au maximum l'effet perturbateur de ces gaz sur les mesures de rayonnement, il convient de se placer dans une région de faible influence, en particulier celle des longueurs d'onde inférieures à $2,7\mu\text{m}$.

Il reste évidemment souhaitable de capter le maximum d'énergie possible pour que le pyromètre présente une sensibilité maximale et par conséquent d'utiliser le domaine spectral le plus large possible.

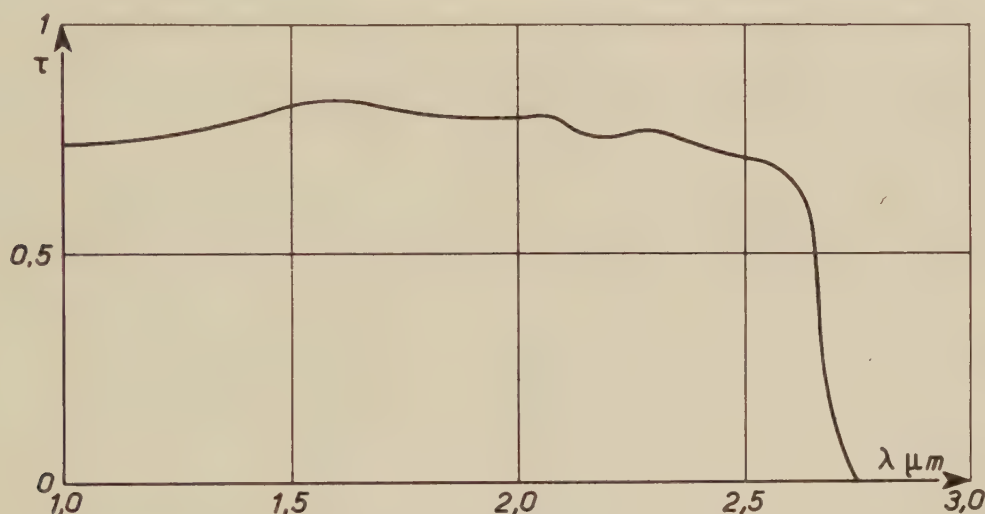


Fig. 28 - Courbe de transmission spectrale d'une lame de verre de 1 cm d'épaisseur.

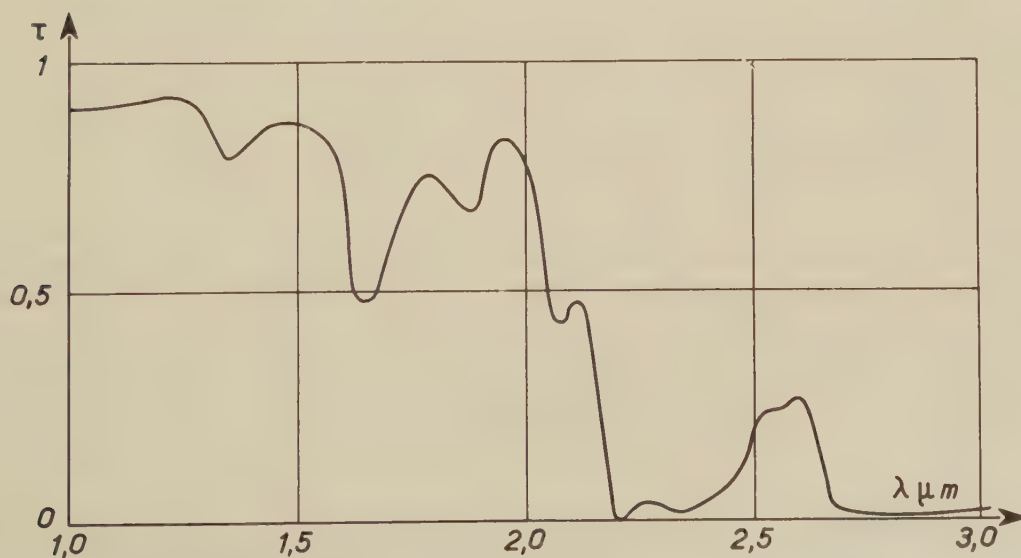


Fig. 29 - Transmission spectrale d'une lame de plexiglas de 1 mm d'épaisseur.

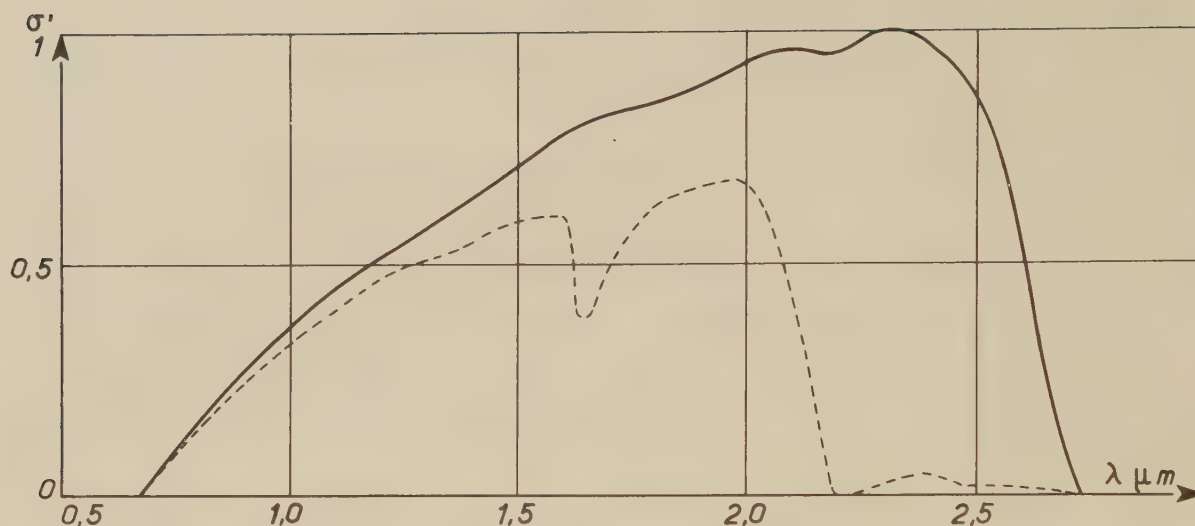


Fig. 30 - Courbe de sensibilité spectrale relative apparente d'une cellule au sulfure de plomb placée derrière une lame de verre de 1 cm d'épaisseur ————. Conséquences de l'adjonction d'un filtre en plexiglas ($e = 1$ mm) - - - - -.

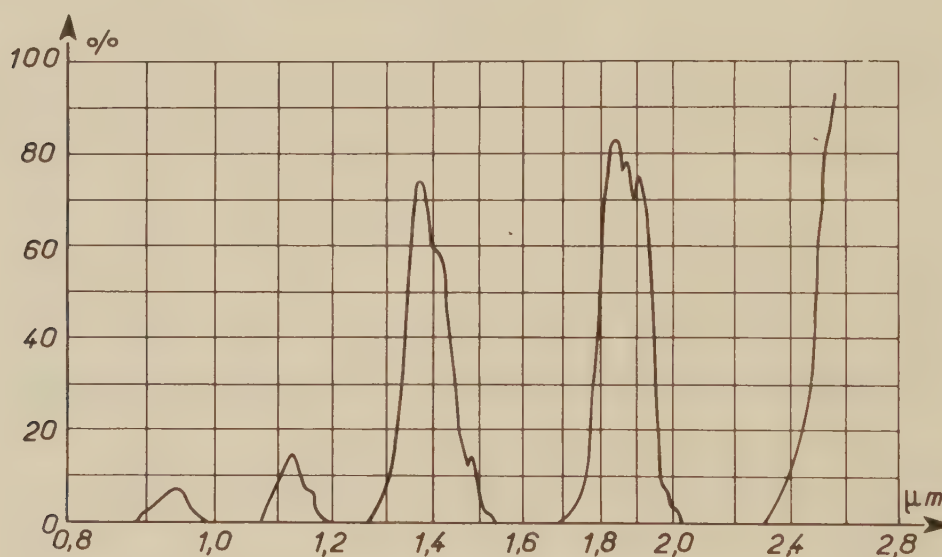


Fig.31 - Spectre d'absorption de la vapeur d'eau (d'après HETTNER).

Ces diverses remarques ont conduit à choisir le récepteur le plus sensible dans ce domaine, c'est-à-dire les cellules photoconductrices au sulfure de plomb, dont la sensibilité spectrale s'étend jusqu'à $3,2 \mu m$, comme l'indique la figure 14. On constate sur la courbe donnée sur cette figure que cette cellule répond encore dans la région de $2,7 \mu m$, où se situent des bandes relativement intenses de CO^2 et de la vapeur d'eau. Il conviendrait donc d'interposer un filtre devant la cellule pour éliminer cette région. Or, la transmission d'une lame de verre épaisse, figure 28, s'annule pour la longueur d'onde de $2,7 \mu m$ exactement. De sorte que si on place un tel filtre devant la cellule, la courbe de sensibilité spectrale totale est alors donnée sur la figure 30.

Cependant, bien que fortement atténuée, la bande d'émission de la vapeur d'eau à $2,6 \mu m$ n'est pas entièrement éliminée. On peut toutefois admettre que la bande du CO^2 dans cette région est pratiquement éliminée.

Dans ces conditions, seule la vapeur d'eau présente de l'importance dans le domaine spectral utilisé. Sur la figure 31 est indiquée la courbe d'absorption spectrale d'une épaisseur de 109 cm de vapeur d'eau pure à la température de 400°K sous pression de 1 atm. (D'après HETTNER [7]).

Il est possible à partir de cette courbe de tirer les valeurs du coefficient d'absorption k_λ pour chaque longueur d'onde.

En effet :

$$(27.60) \quad \alpha_\lambda = 1 - e^{-k_\lambda l}.$$

Il faut maintenant déterminer la variation de k_λ avec la température et la pression du gaz. Or, l'émission d'une raie de vibration rotation peut être donnée par [10] :

$$(27.61) \quad I = N_E \cdot p_{EE'} \cdot h\nu,$$

où N_E représente le nombre de molécules dans l'état supérieur, $p_{EE'}$ la probabilité de transition de l'état E à l'état E' et $h\nu = E - E'$.

Or :

$$(27.62) \quad N_E = N \frac{g_E e^{-\frac{E}{kT}}}{Q_v Q_r},$$

où N est le nombre total de molécules, g_E est le poids statistique de l'état E et Q_v et Q_r les fonctions de partition de vibration et de rotation de l'espèce chimique considérée.

D'un autre côté, il est à remarquer que pour chaque longueur d'onde λ , η_λ est proportionnel à I (*). Ainsi :

$$(27.63) \quad \eta_\lambda = K \cdot \frac{p_{EE'} g_E e^{-\frac{E}{kT}}}{Q_v Q_r} N \cdot h\nu,$$

d'où :

$$(27.64) \quad k_\lambda = \frac{K}{4\pi} p_{EE'} g_E h\nu N \cdot \frac{e^{-\frac{E}{kT}}}{Q_v Q_r} \cdot \frac{1}{l_\lambda^0}.$$

Le facteur k_λ varie donc comme le facteur

$$(27.65) \quad k_\lambda \simeq N \frac{e^{-\frac{E}{kT}}}{Q_v Q_r} \cdot \frac{1}{l_\lambda^0}$$

En utilisant la formule de WIEN (ce qui est valable ici à une erreur inférieure à 5%) on obtient :

$$(27.66) \quad k_\lambda \simeq N \frac{e^{-\frac{E}{kT}} \cdot e^{\frac{h\nu}{kT}}}{Q_v Q_r},$$

d'où :

$$(27.67) \quad k_\lambda \simeq N \frac{e^{\frac{E'}{kT}}}{Q_v Q_r}.$$

(*) En réalité, plusieurs raies peuvent se chevaucher. Il serait alors nécessaire de considérer que η_λ est obtenu par la contribution partielle de chacune de ces raies. Mais le résultat recherché ne serait nullement affecté par là.

Mais comme le rayonnement est principalement dû aux sauts vibrationnels des molécules de l'état excité à l'état de base, il en résulte que l'on peut pratiquement admettre que E' est petit et que, par conséquent, $e^{E'/kT}$ reste sensiblement égal à 1. Ainsi :

$$(27.68) \quad k_\lambda \simeq \frac{N}{Q_v Q_r}.$$

Le nombre de molécules N par unité de volume varie avec la température et la pression du gaz et en supposant que la loi des gaz parfaits est applicable, on obtient :

$$(27.69) \quad N \simeq \frac{p}{T},$$

où p est la pression partielle du gaz et T sa température.

D'autre part, il a été montré par GORDON [11] que la fonction de partition rotationnelle d'une molécule telle que H^2O variait comme $T^{3/2}$. De plus la fonction de partition vibrationnelle peut s'écrire ici :

$$(27.70) \quad Q_v = \frac{1}{\left(1 - e^{-\frac{h\nu_1}{kT}}\right) \left(1 - e^{-\frac{h\nu_2}{kT}}\right) \left(1 - e^{-\frac{h\nu_3}{kT}}\right)},$$

où ν_1, ν_2 et ν_3 sont les trois fréquences vibrationnelles fondamentales. Or, pour des températures ne dépassant pas $2000^\circ K$ ν_1 et ν_3 sont suffisamment grands pour que les termes $e^{-\frac{h\nu_1}{kT}}$ et $e^{-\frac{h\nu_3}{kT}}$ soient négligeables. D'autre part $e^{-\frac{h\nu_2}{kT}}$ peut atteindre la valeur 0,3 si T atteint 2000° et reste notablement inférieur pour des températures plus basses. Ainsi, la quantité $1/Q_v$ varie entre 0,7 et 1. Nous conviendrons pour la suite du présent calcul de négliger cette variation qui, en effet, reste très faible comparativement à celles des autres grandeurs. Eventuellement, d'ailleurs, il pourrait en être tenu compte, mais cela n'ajouterait rien aux conclusions qui seront tirées ici.

Dans ces conditions la relation (27.68) devient :

$$(27.71) \quad k_\lambda \simeq \frac{p}{T^{5/2}}.$$

Nous obtenons à partir des courbes de HETTNER la valeur de k_λ pour des conditions standards que nous utiliserons ici $p_0 = 1 \text{ atm.}$, $T_0 = 400^\circ K$, k_{λ_0} étant déterminé pour une épaisseur de 1 m de gaz pur dans les conditions précédentes.

Ainsi :

$$(27.72) \quad k_\lambda = k_{\lambda_0} \frac{p}{p_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^{5/2} = k_{\lambda_0} f(p, T),$$

la longueur l étant exprimée en mètres.

II,7.5. - ANNEXE V - VALEUR DU FLUX CAPTÉ LORSQUE LE PYROMÈTRE VISE LE BORD D'UN OBJET.

Lorsque le pyromètre vise une surface, la valeur du flux capté est donnée par l'intégrale

$$(27.73) \quad \Phi = K \int_c l ds,$$

étendue à toute la surface du cercle constituant la zone visée. Dans cette intégrale l représente la luminance de la surface sur l'élément différentiel ds et K est une constante géométrique caractéristique de l'appareil.

Dans le cas où la visée a lieu dans la région du bord de l'objet, la surface ne remplit pas tout le cercle de visée et l'intégrale précédente est alors étendue à la partie de ce cercle occupée par la surface.

Si le bord est parallèle à l'axe des y et si l ne dépend que de x , on obtient (fig.18) :

$$(27.74) \quad \Phi = K \int_0^{x+R} l(x) dx \int_{-\sqrt{R^2-(x-x)^2}}^{+\sqrt{R^2-(x-x)^2}} dy = 2K \int_0^{x+R} l(x) \sqrt{R^2-(x-X)^2} dx,$$

si X est l'abscisse du centre du cercle dont le rayon est R .

Si l'on suppose que :

$$(27.75) \quad l(x) = l_0 + l_1 x + l_2 x^2 + l_3 x^3 + \dots + l_n x^n + \dots,$$

on obtient :

$$(27.76) \quad \Phi = 2K \sum_{n=0}^{\infty} l_n \int_0^{x+R} x^n \sqrt{R^2-(x-X)^2} dx.$$

Nous poserons :

$$(27.77) \quad x - X = Ru \quad \text{et} \quad X = -Ra \quad \text{avec} \quad -1 \leq a \leq +1;$$

de sorte que :

$$(27.78) \quad \Phi = 2KR^2 \sum_{n=0}^{\infty} l_n R^n \int_a^1 (u-a)^n \sqrt{1-u^2} du.$$

Or :

$$(27.79) \quad (u-a)^n = \sum_{p=0}^{p=n} (-1)^{n-p} \frac{n!}{p! (n-p)!} u^p a^{n-p}.$$

Ainsi :

$$(27.80) \quad \Phi = 2KR^2 \sum_{n=0}^{\infty} n! l_n R^n \sum_{p=0}^{p=n} \frac{(-a)^{n-p}}{p! (n-p)!} \int_a^1 u^p \sqrt{1-u^2} du.$$

Posons $u = \cos \theta$, l'intégrale de (27.80) devient :

$$(27.81) \quad J = \int_a^1 u^p \sqrt{1-u^2} du = \int_0^{\theta_1} \cos^p \theta \sin^2 \theta d\theta,$$

où $\cos \theta_1 = a$.

Le calcul de cette intégrale est classique. On sait que :

— si p est impair, $p = 2k + 1$ on obtient :

$$(27.82) \quad J_{2k+1} = \sum_{q=0}^{q=k} (-1)^q \frac{k!}{q! (k-q)!} \frac{\sin^{2q+3} \theta_1}{2q+3} = \sum_{q=0}^{q=k} (-1)^q \frac{k!}{q! (k-q)!} \frac{(\sqrt{1-a^2})^{2q+3}}{2q+3}$$

— si p est pair, $p = 2k$, on obtient les J_{2k} grâce à la formule de récurrence :

$$(27.83) \quad (2k+2) J_{2k} = \theta_1 - \sin \theta_1 \cos^{2k+1} \theta_1 - \sum_{q=1}^{q=k} J_{2(k-q)}.$$

Nous obtenons donc :

$$(27.84) \quad \begin{aligned} J_0 &= \frac{1}{2} (\text{Arc cos } a - a\sqrt{1-a^2}), \\ J_1 &= \frac{1}{3} (\sqrt{1-a^2})^3, \\ J_2 &= \frac{1}{4} (\text{Arc cos } a - a^3 \sqrt{1-a^2} - J_0) = \frac{1}{4} (J_0 + a\sqrt{1-a^2} - a^3 \sqrt{1-a^2}), \\ J_3 &= \frac{1}{3} (\sqrt{1-a^2})^3 - \frac{1}{5} (\sqrt{1-a^2})^5, \\ J_4 &= \frac{1}{6} (\text{Arc cos } a - a^5 \sqrt{1-a^2} - J_0 - J_2) = \frac{1}{6} (J_0 + a\sqrt{1-a^2} - a^5 \sqrt{1-a^2} - J_2), \end{aligned}$$

etc.

Dans ces conditions, l'équation (27.80) devient :

$$(27.85) \quad \Phi = 2 K R^2 \sum_{n=0}^{\infty} l_n R^n B_n ,$$

avec

$$(27.86) \quad B_n = n! \sum_{p=0}^n \frac{(-a)^{n-p}}{p! (n-p)!} J_p .$$

III - ÉTUDES EXPÉRIMENTALES

III.1. LES DIVERSES MÉTHODES DE MESURES DES TEMPÉRATURES SUPERFICIELLES.

Avant d'étudier l'ensemble des appareils mis au point au cours de cette étude, ainsi que les résultats expérimentaux qu'ils ont permis d'obtenir, il convient de faire un bref résumé critique des diverses méthodes de mesures de températures superficielles rencontrées dans la littérature.

Si les méthodes pyrométriques par voie optique sont plus particulièrement considérées ici, beaucoup d'autres, de nature différente, furent largement utilisées et nous en rappellerons succinctement quelques unes.

Le thermocouple étant l'élément thermométrique le plus facilement maniable au laboratoire et dans l'industrie, il a été souvent utilisé pour de telles mesures. Il est mis au contact de la paroi étudiée afin que par conduction sa température devienne sensiblement égale à celle de cette paroi. Pour améliorer le contact, et par là la transmission de la chaleur, le thermocouple est souvent soudé à même la surface. On évite ainsi l'interposition d'une couche isolante de graisse ou même d'air.

On peut également utiliser des thermocouples placés à l'intérieur du matériau lui-même, à différentes profondeurs. On en déduit ainsi le gradient de température suivant la normale à la paroi et par extrapolation la valeur de la température sur cette paroi.

D'autres sondes par contact ont été également utilisées telles que les résistances thermométriques de platine, mais leur fragilité en a souvent limité l'emploi.

Si la précision susceptible d'être ainsi atteinte est excellente la présence des sondes thermométriques risque de modifier les échanges comme il a été remarqué précédemment (p. 5) et par là, la valeur de la température. D'autre part, chaque sonde ne peut donner qu'une mesure locale.

Si les éléments thermocolors (peintures ou crayons) ne modifient pratiquement pas les échanges, ils ne peuvent guère servir que d'indicateurs pour contrôler si les températures superficielles dépassent certaines valeurs repères.

Pour s'affranchir des défauts dus au contact entre sonde et paroi, certains expérimentateurs ont utilisé un élément sensible placé à quelque distance de la paroi et disposé de façon que l'équilibre thermique s'établisse rapidement entre la surface et l'élément de mesure [12].

Une autre méthode, assez voisine [13], s'applique au cas où les températures sont plus élevées. L'élément sensible est encore placé à peu de distance de la surface. On élève progressivement sa température jusqu'au moment où s'annulent les échanges thermiques entre sonde et paroi, échanges dûs principalement au rayonnement. La température du récepteur est alors égale à celle de la paroi.

Cette méthode présente l'avantage que la mesure est indépendante du facteur d'émission de la surface, bien que les échanges par rayonnement jouent un rôle important.

Cependant, comme l'équilibre n'est pas atteint instantanément, la constante de temps de l'appareil est importante. D'autre part, la présence du récepteur modifie les échanges thermiques subis par la surface, ce qui peut entraîner une variation locale de la température.

Un autre procédé utilise un appareil comprenant une demi-sphère parfaitement polie, que l'on vient placer au voisinage de la zone étudiée; celle-ci se trouve ainsi juste au centre de cette demi-sphère. Cette dernière est percée d'une petite fente derrière laquelle est placé un récepteur optique non sélectif. Le rayonnement ainsi capté est par suite des multiples réflexions pratiquement assimilable à celui émis par un corps noir à la température de l'élément de la surface étudiée [14].

En dehors de ce procédé, peu de méthodes optiques peuvent s'affranchir de l'influence du facteur d'émission de la surface visée, facteur d'émission monochromatique, total ou partiel suivant les cas.

Les pyromètres monochromatiques sont en général dérivés du pyromètre à disparition de filament, rendus automatiques pour supprimer les erreurs dues à l'expérimentateur et diminuer également le temps de réponse [15]. Cependant, l'énergie captée est particulièrement faible et cette méthode ne peut être appliquée que pour déterminer des températures supérieures à 1 000°C, et souvent supérieures à 1 300°C.

Les pyromètres à deux couleurs utilisent les énergies monochromatiques émises pour deux longueurs d'onde différentes. La comparaison de ces énergies permet de déduire la température tout en s'affranchissant de l'influence du facteur d'émission, s'il est toutefois possible d'admettre que ce facteur est le même pour les deux longueurs d'onde [16]. Ici encore, les flux de rayonnement sont faibles et il semble difficile de mesurer des températures inférieures à 1 000°C.

Le pyromètre à rayonnement total présente au contraire une très grande sensibilité puisqu'il capte l'énergie émise dans tout le domaine spectral en particulier dans l'infrarouge. Toutefois, les récepteurs utilisés ont des temps de réponse élevés ne leur permettant pas de suivre les évolutions rapides de température. De plus, l'absorption des gaz de l'atmosphère ambiante peut jouer un rôle important, entraînant de graves erreurs dans certains cas. Cette méthode semble pourtant la mieux adaptée pour des mesures de températures inférieures à 100°C [17].

Ce sont pourtant des pyromètres travaillant dans un domaine spectral limité, mais fini, qui ont été développés depuis une dizaine d'années. Ils se différencient principalement par les récepteurs utilisés.

L'emploi des émulsions photographiques infrarouges permet des déterminations de températures avec une bonne précision, en un temps assez court, sur toute une surface. La cinématographie permet de suivre l'évolution au cours du temps de cette répartition des températures [18].

En formant dans une petite région de chaque cliché l'image du filament d'une lampe à ruban de tungstène à travers un coin absorbant, on peut corriger les variations éventuelles de sensibilité de l'émulsion [19].

Cette méthode présente de très grands avantages et dans certains cas elle est même mieux adaptée pour obtenir le maximum de renseignements sur l'état thermique d'une surface. Cependant, outre les défauts communs à toutes les méthodes optiques, elle présente l'inconvénient que la sensibilité des émulsions photographiques est telle qu'elle ne permet de détecter que des

énergies lumineuses dont l'intensité varie relativement peu entre deux limites correspondant à la sous-exposition et la sur-exposition. Les températures ainsi mesurées ne peuvent souvent varier que dans un domaine de 200°C environ. D'autre part elle est inapplicable dans certains cas, en particulier pour ceux exposés plus loin, concernant la détermination des températures d'ailette de turbine qui fera l'objet de l'un des paragraphes suivants. De plus, la précision semble être légèrement inférieure à celle que l'on peut attendre avec les méthodes de pyrométrie utilisant des cellules au sulfure de plomb.

Une autre méthode s'apparente aux méthodes photographiques [20]. Un miroir oscillant permet un balayage de l'image de la surface visée formée sur le récepteur qui est ici un radiomètre. Le signal reçu commande, après amplification, l'intensité du courant passant dans une lampe étalon. Plus la température de la zone visée est élevée, plus le signal est important et plus le courant passant dans la lampe est lui-même important. Un système optique forme l'image de cette lampe sur une plaque photographique. Un autre miroir, solidaire du premier, déplace cette image sur la plaque sensible. On obtient ainsi une photographie de la zone étudiée dont le noircissement en chaque point dépend finalement de la température de la région correspondante du sujet.

Le principal inconvénient de cette méthode originale est de nécessiter un temps de réponse très élevé, la durée du balayage variant entre 1 et 14 minutes.

Les récepteurs utilisés dans les autres méthodes sont très variables, depuis les thermocouples ou thermopiles [21], [22], les photomultiplicateurs [23], les cellules photoélectriques [24], [25], les thermistors [26], [27], et surtout les cellules au sulfure de plomb [28], [29], [30].

Ces appareils, dont quelques uns seulement sont indiqués en référence, se différencient également par les dimensions de la zone visée et par leur temps de réponse.

Ils peuvent cependant être partagés en deux groupes :

- a) les pyromètres procédant par mesures absolues, permettant de relier directement le signal fourni par le récepteur à la température de la surface visée ;
- b) les pyromètres procédant par mesures relatives, où le récepteur compare le rayonnement d'une source étalon à celui de la surface visée. Ces derniers appareils sont souvent plus précis, car ils se libèrent des erreurs entraînées par un manque de fidélité des récepteurs dû, par exemple, aux effets thermiques. Toutefois, ils nécessitent la mise en oeuvre de tout un appareillage qui entraîne inévitablement une constante de temps importante.

La comparaison de toutes ces méthodes de mesures montre que chacune est toujours plus ou moins adaptée à des besoins bien particuliers afin de fournir dans ce cas le maximum de possibilités.

Les cellules photoconductrices au sulfure de plomb ont été utilisées dans les pyromètres mis au point pour les mesures qui vont être décrites.

Nous distinguerons :

- les mesures dont le but était d'étudier des températures rapidement variables, que ces variations soient dues à une évolution rapide de ces températures dans le temps, ou à une évolution apparente par suite d'un balayage des surfaces visées ;
- celles dont le but était de déterminer les températures d'ailettes de turbines, présentant un caractère technologique tout à fait particulier.

III.2. ÉTUDE D'UNE ÉVOLUTION DE TEMPÉRATURES RAPIDEMENT VARIABLES AU MOYEN D'UN PYROMÈTRE A CELLULE AU SULFURE DE PLOMB.

La tenue d'un élément de machine soumis à un échauffement intense dépendant des températures atteintes, il est important de pouvoir déterminer la répartition des températures sur toute la surface et d'en suivre les évolutions au cours du temps.

Il s'agit donc de déterminer la température en chaque point et à chaque instant au cours de l'échauffement de l'élément considéré, c'est-à-dire, de reconnaître les valeurs d'une fonction T dépendant de trois variables : les deux coordonnées d'un point de la surface et le temps.

Le problème peut être résolu par l'utilisation d'un système de balayage permettant de mesurer successivement les températures des différents points de la surface visée.

Après avoir ainsi exploré la totalité de cette surface l'appareil doit permettre de répéter immédiatement cette même opération et ceci autant de fois qu'il sera nécessaire. Dans ces conditions, pour un point donné de la surface, la mesure de température sera effectuée à des intervalles de temps égaux à la durée du balayage total. Par conséquent, pour obtenir une définition suffisante des variations dans le temps de la température, celle-ci ne devra pas avoir subi une variation trop importante durant cet intervalle de temps, ce qui impose une durée totale de balayage aussi réduite que possible.

D'autre part, il a été signalé précédemment que par suite de l'inertie dans la réponse du récepteur, le nombre de pointés par unité de temps finalement possibles avec le pyromètre se trouvait limité. Pratiquement, la valeur de 500 pointés par seconde a été adoptée.

Ainsi si d est la durée totale du balayage, le nombre de pointés effectués durant celui-ci sera de $500d$. Si la durée est diminuée, le nombre de pointés possibles s'en trouve pour autant diminué. Supposons, par exemple, qu'il soit souhaitable de déterminer la température en chaque point tous les $1/10$ de seconde, autrement dit, d'effectuer des balayages dont la durée totale serait d' $1/10$ de seconde. Il en résulterait que le nombre de pointés possibles serait de 50, ce qui peut être insuffisant dans certain cas.

Il a déjà été signalé que dans bien des cas l'étude des répartitions de températures pouvait se ramener à l'étude sur un seul axe, par exemple sur une génératrice dans le cas d'un système de révolution. Il est certain que la durée du balayage peut dans ce cas être beaucoup plus courte puisque les points finalement explorés se répartissent sur une seule droite. Cinquante pointés peuvent être alors suffisants pour étudier l'évolution générale des températures.

III,2.1. - DESCRIPTION DU PYROMÈTRE POUR L'ÉTUDE DES TEMPÉRATURES RAPIDEMENT VARIABLES.

Une photographie du pyromètre réalisé pour cette étude est donnée à la figure 32.

Celui-ci comporte deux parties :

- la première constituant le pyromètre proprement dit sera appelée tête de mesure ;
- la seconde constitue toute la partie électrique et électronique d'alimentation et d'amplification.

La tête de mesure se présente sous la forme d'une boîte parallélépipédique de $25 \times 21 \times 21$ cm à l'intérieur de laquelle se trouvent le système de balayage et de modulation du faisceau de rayonnement ainsi que le pré-amplificateur du signal fourni par la cellule.

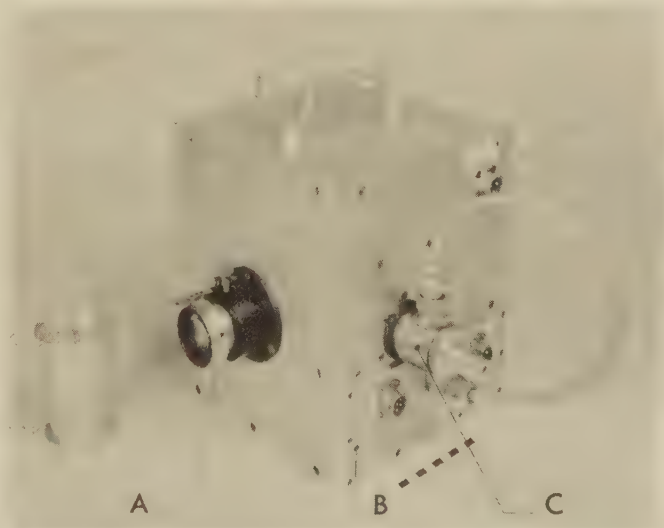
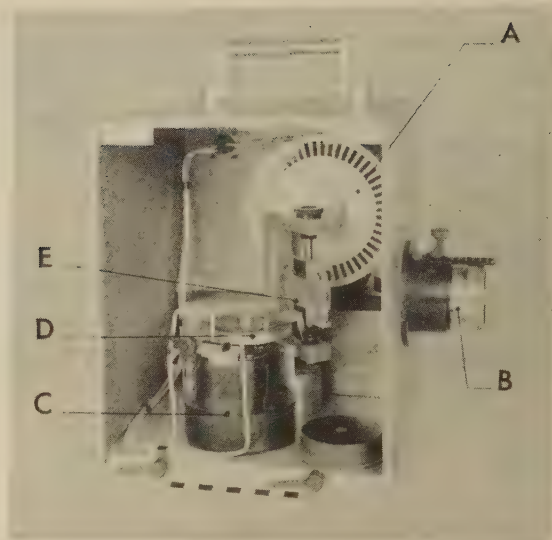


Fig. 32 - Pyromètre infrarouge à balayage unidimensionnel.
A - Objectif B - Pré-amplificateur C - Cellule

Fig. 33 - Dispositif optique du
pyromètre infrarouge à balayage
unidimensionnel.

- A - Disque modulateur
- B - Objectif
- C - Moteur synchrone
- D - Came
- E - Miroir oscillant



Sur l'une des faces de ce boîtier (fig.33), est placé un objectif pouvant coulisser d'un mouvement hélicoïdal, permettant la mise au point de l'image. Le faisceau de rayonnement capté par cet objectif vient tomber sur un miroir oscillant, qui dans sa position moyenne à 45° renvoie ce faisceau vers la cellule fixée sur un autre côté du boîtier. Devant cette cellule est placé un diaphragme de petites dimensions, dans le plan duquel se forme l'image de la zone visée. Le déplacement du miroir est commandé par une came entraînée par un moteur synchrone et agissant sur un bras solide du miroir. Les oscillations de ce dernier ont pour objet de déplacer dans le plan du diaphragme l'image de l'objet étudiée.

La came a été déterminée de manière que le mouvement relatif du diaphragme dans le plan de l'image soit uniforme pendant tout le balayage. Le retour s'effectue beaucoup plus rapidement, soit dix fois plus vite.

La modulation du faisceau est obtenue grâce à un disque percé de cinquante fentes passant successivement devant le diaphragme. Ce modulateur est commandé par un moteur synchrone tournant à 3 000 tours/minute. La cellule est maintenue à l'intérieur d'un boîtier de forme cylindrique, sur le fond duquel est percé le diaphragme, servant à limiter la zone visée. Ce boîtier est placé dans un logement d'où il peut être facilement extrait de l'extérieur.

Le réglage de la visée du pyromètre s'effectue par retour inverse de la lumière. Pour cela, on remplace la cellule dans son logement par une source lumineuse éclairant un diaphragme identique à celui de la cellule. Il suffit de régler l'orientation de l'appareil pour que le spot lumineux, image de ce diaphragme, vienne se former sur la partie de la maquette que l'on désire explorer.

Du point de vue électrique, la cellule est placée en série avec une résistance de charge dont la valeur est sensiblement égale à la résistance d'obscurité de la cellule. L'ensemble est alimenté sous une tension continue de 90 volts. Sous l'effet d'un rayonnement la résistance de la cellule diminue, entraînant une variation de la tension à ses bornes. Lorsque ce flux est modulé, cette variation de tension devient sinusoïdale, de fréquence égale à celle de la modulation, et avec une amplitude qui ne dépend que de la valeur du flux incident avant modulation.

La tension sinusoïdale ainsi obtenue est en général très faible, et ne pourrait être sans perturbations envoyée directement de la tête de mesure jusqu'à l'amplificateur.

C'est pourquoi il a été nécessaire de prévoir un pré-amplificateur placé aussi près que possible de la cellule. Un rack de petites dimensions a été disposé à cet effet sur l'un des côtés du boîtier constituant la tête de mesure.

A la sortie de ce pré-amplificateur, la tension recueillie est assez importante et l'impédance assez basse pour que le courant débité dans le câble de liaison soit suffisamment intense. Dans certains cas en effet, la tête de mesure du pyromètre est placée au voisinage de la zone d'expérience alors que la partie électrique se trouve dans la cellule de mesure, celle-ci pouvant être distante de 20 à 100 mètres de la zone d'expérience. Le signal est à nouveau amplifié d'une manière suffisante pour permettre la détection des flux les plus faibles. Comme cette amplification est surabondante dans le cas de flux élevés un atténuateur a été prévu à la sortie du pré-amplificateur, fournissant trois gammes de mesures.

Après cette amplification le signal est filtré, puis démodulé avant d'être envoyé sur un oscillographe cathodique; les déplacements du spot sont enregistrés en fonction du temps, grâce à une dérouleuse.

Le schéma général de cette partie électrique est donné à la figure 34.

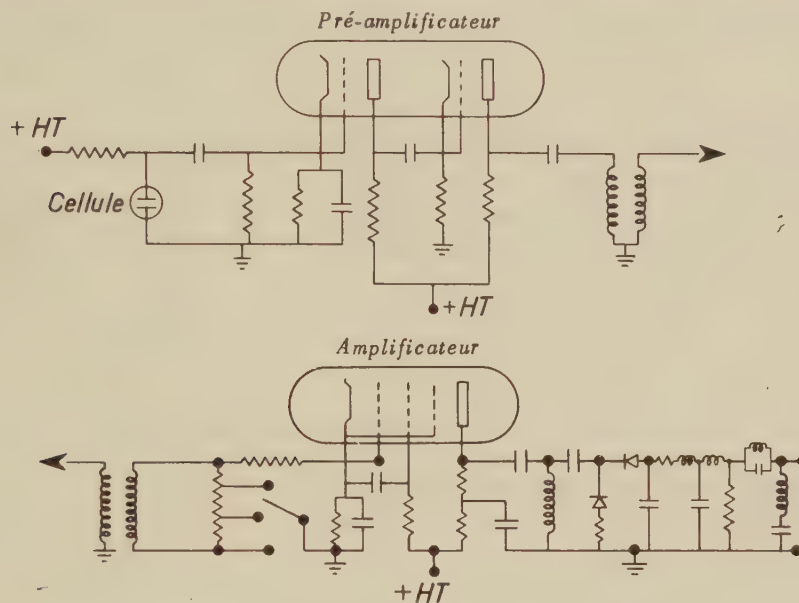


Fig. 34 - Schéma électrique du pyromètre à balayage unidimensionnel.

III,2.2. - APPLICATION A UNE MAQUETTE SOUMISE A UN ÉCHAUFFEMENT CINÉTIQUE.

La détermination des températures de surface d'une maquette d'engin balistique soumise à un échauffement cinétique, simulant les conditions de vol à haute altitude [31], en particulier dans le cas de la rentrée dans l'atmosphère, a été effectuée à l'aide de l'appareil précédent.

A) DIFFICULTÉS PARTICULIÈRES AU PROBLÈME.

Les maquettes utilisées étaient de révolution, tantôt sous forme d'ogive, tantôt sous forme d'hémisphère-cylindre. Le problème était de déterminer la température le long d'une génératrice au cours de l'échauffement. Un certain nombre de difficultés se présentaient concernant l'interprétation des mesures.

a) La première de ces difficultés provient du fait que la génératrice de la maquette observée par l'appareil n'est pas située toute entière dans un plan perpendiculaire à l'axe de visée du pyromètre. Ses divers points se trouvent à des distances différentes de l'objectif et, par conséquent, si la mise au point est correcte pour certaines régions il ne peut en être de même pour les autres.

Des mesures furent effectuées pour déterminer l'erreur entraînée par un tel défaut de mise au point. Pour cela, le pyromètre visait une surface à température uniforme ($T=500, 700$ ou 900°C) que l'on déplaçait progressivement à partir de la position normale de mise au point. Le signal fourni par l'appareil ne varie pratiquement pas pour des déplacements pouvant atteindre plusieurs centimètres, comme il peut être constaté sur la figure 35. Ceci s'explique par le fait que les objectifs utilisés sont toujours d'ouverture relativement petite, permettant une profondeur de champ assez large, et que d'autre part, même si les dimensions réelles de la zone visée diffèrent de celles de la zone qui serait visée dans le plan de la mise au point, l'énergie finalement captée par le récepteur reste sensiblement la même.

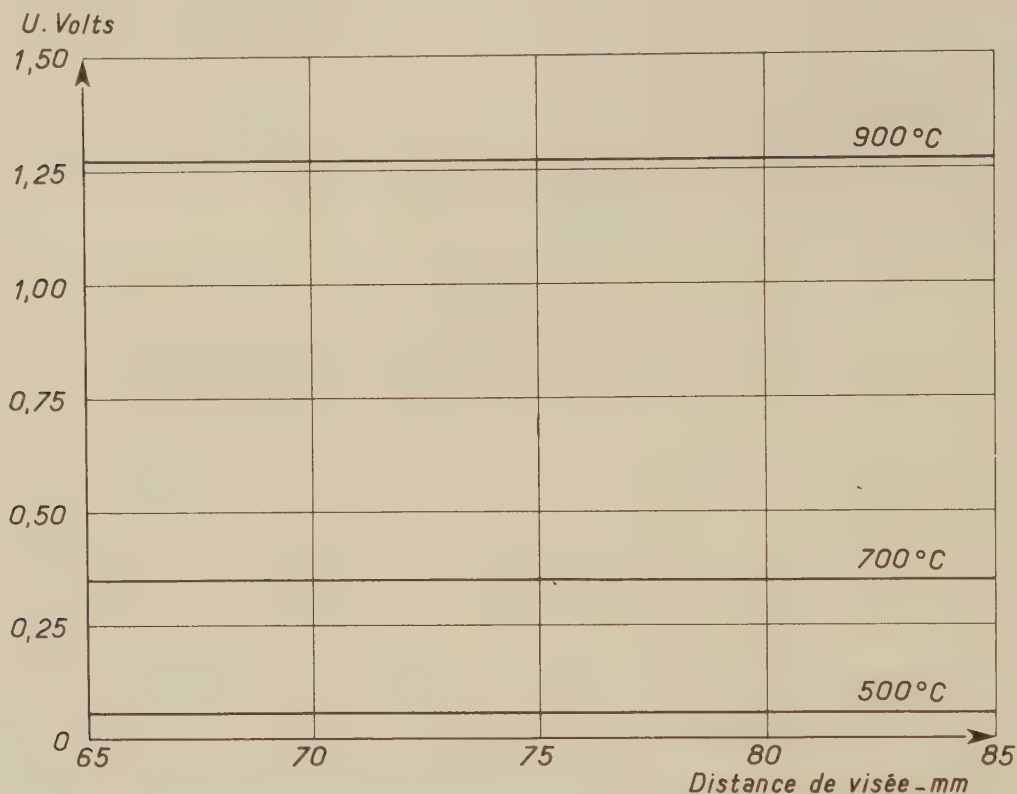


Fig. 35 - Influence sur le signal d'un défaut de mise au point.

Ceci peut d'ailleurs être montré en calculant cette énergie dans le cas où la surface visée, dont la température est uniforme, est placée à une distance d du plan de mise au point. Le calcul est analogue à celui qui a été effectué au paragraphe II,7.2. pour la détermination du flux capté par le pyromètre et provenant des gaz ambiants. Le résultat est alors donné par la formule (27.47) dans laquelle il convient de remplacer $(\eta_{\lambda} dx)/(4\pi)$ par la quantité L/l où L est la luminance totale de la surface.

Nous obtenons :

$$(32.1) \quad \Phi = L \pi^2 \frac{r^2 R^2}{l^2} g(x),$$

avec

$$(32.2) \quad g(x) = 1 - 0,0125 a + 0,0572 a^2,$$

où

$$(32.3) \quad x = \frac{d}{l} \quad \text{et} \quad a = \frac{Rx}{r(1-x)}.$$

Dans ces conditions, le coefficient $g(x)$ donne la variation du flux pour un déplacement d du plan de visée.

On obtient une variation de 1 % lorsque a varie de 0,06 c'est-à-dire lorsque x varie également de 0,06 dans le cas particulier où le rapport r/R est égal à 0,1.

Si la distance l est égale à 750 mm, ce déplacement correspond à 45 mm. Autrement dit, la latitude de mise au point est de 90 mm, sans crainte de faire une erreur de plus de 1 % sur la mesure.

Les maquettes utilisées présentent des diamètres n'excédant pas 30 mm. La mise au point est donc pratiquement correcte pour toutes les zones visées.

b) La deuxième difficulté, particulière au problème actuel, concerne les mesures effectuées à la pointe avant de la maquette.

La zone explorée par le pyromètre au cours de chaque balayage est en effet légèrement plus grande que la longueur totale de la maquette afin d'obtenir la répartition de la température le long de toute la génératrice.

Pendant les premiers instants de ce balayage, le pyromètre vise donc dans le vide, et il en sera ainsi jusqu'au moment où le champ de visée de l'appareil devient tangent à la pointe de la maquette.

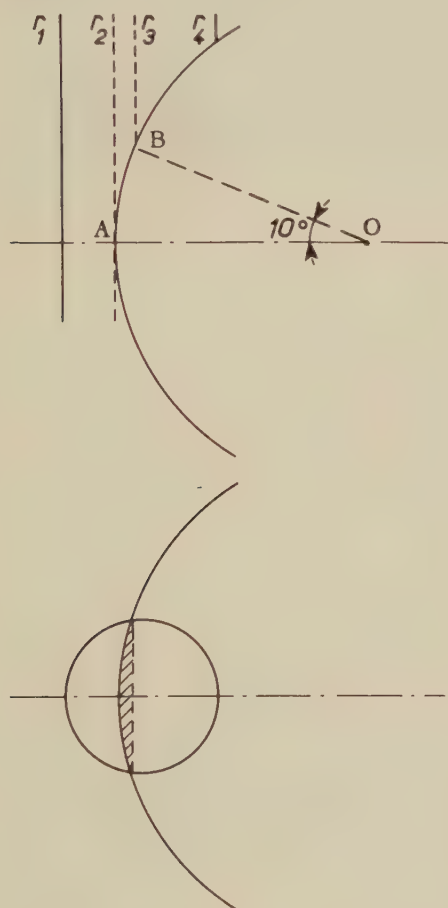


Fig. 36 - Influence de l'incidence des rayons à la pointe d'une maquette hémisphérique.

Le champ pénètre ensuite progressivement à l'intérieur du contour apparent et ce n'est qu'au moment où il devient tangent intérieurement à ce contour que le signal donné par le pyromètre a un sens réel, et donne la température de la zone visée.

Le problème "du passage d'un front raide" a déjà été étudié plus haut (p. 44) et des conclusions ont été tirées.

La maquette soumise à un flux de convection provenant de gaz chauds s'écoulant parallèlement à son axe, s'échauffe principalement à sa pointe avant et la température diminue vers l'arrière. Ce qui est donc bien le cas étudié au paragraphe II,6.3.

c) Le dernier problème se rapporte au fait qu'à certains moments l'axe de visée n'est plus perpendiculaire à la surface. La pointe de la maquette est en effet presque toujours constituée par une portion de sphère. L'incidence de cette visée devient rasante par instants et il est à craindre que les écarts du facteur d'émission avec la loi de Lambert introduisent des erreurs non négligeables.

Considérons la figure 36, représentant l'une des positions au cours du balayage du faisceau capté par l'objectif. Les rayons tels que r_1 ne coupent pas la maquette. Le rayon r_2 est tangent à cette dernière. Les rayons tels que r_3 et r_4 ont une incidence relativement importante.

Supposons que la loi de Lambert soit vérifiée tant que cette incidence ne dépasse pas 80° . Ceci est le cas pour tous les rayons dont le point d'impact est en projection situé au-delà du point B, tel que $AOB = 10^\circ$, où O est le centre de la sphère formant le nez de la maquette et A le point d'intersection de cette sphère avec l'axe de cette maquette. Pour tous les rayons dont la projection est située entre celle de r_2 et celle de r_3 , la loi de Lambert n'est pas satisfaite. Dans le

plan perpendiculaire à cette projection (figure du bas), cette zone correspond à la partie hachurée du cercle de visée qui est une bande de largeur $\rho(1 - \cos 10^\circ) = 0,015\rho$ où ρ est le rayon de la sphère. Si ce dernier vaut 6 mm, l'épaisseur de la bande est sensiblement de 0,1 mm.

En supposant pour cette bande un facteur d'émission nul, le problème revient à déplacer l'origine des abscisses des courbes de la figure 20. Ainsi, pour $R=1$ mm le déplacement est de $0,1 R$. Tout ceci entraîne donc une erreur de positionnement de chaque pointé de 0,1 mm. Or, il est tout à fait probable que la détermination de cette position peut difficilement être obtenue, outre l'erreur actuelle, avec une précision de cet ordre.

En ce qui concerne l'évaluation du flux à la pointe, calculée comme indiqué au chapitre II,6.3., l'erreur introduite par un tel défaut de positionnement est inférieure à 2% si $k \geq 4$ d'où une erreur négligeable sur la température. Pour que cette dernière erreur atteigne 2%, il faudrait que la loi de Lambert ne soit plus applicable à partir d'une incidence supérieure à 70° , le facteur d'émission étant nul au-dessus.

Or, l'émissivité ne peut s'annuler brusquement lorsque l'angle d'incidence dépasse l'angle limite de validité de la loi de Lambert et, par conséquent, les erreurs seront certainement bien inférieures aux valeurs qui viennent d'être indiquées; d'autant plus que les rayons des sphères des nez de maquettes sont le plus souvent bien inférieurs à 6 mm.

Il était en outre tout à fait normal d'admettre que l'écart avec la loi de Lambert ne se fait sentir que pour des incidences supérieures à 80° . Les maquettes étudiées étaient, soit en métal suffisamment oxydé superficiellement pour éviter toute évolution ultérieure de l'état de surface et pour que l'émission soit aussi voisine que possible de celle d'un corps noir, soit en matériau réfractaire dont l'état de surface est en général suffisamment rugueux pour que son émission se rapproche également de celle d'un corps noir.

B) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

Tous les essais de cette nature présentent les mêmes caractéristiques.

Dans le cas particulier rapporté ici, la maquette étudiée présentait la forme et les dimensions indiquées sur la figure 37. Elle était placée dans la veine libre d'une soufflerie hypersonique à Mach 7 (fig. 38), subissant ainsi l'échauffement des gaz dont la température d'arrêt est voisine de 1000°C .

La visée du pyromètre s'effectue alors à travers un hublot dont la transmission optique intervient au moment des dépouillements.

La maquette n'est introduite dans la veine que lorsque le régime de la soufflerie est suffisamment stable.

Le pyromètre mis en fonctionnement quelques instants auparavant vise donc d'abord les gaz chauds seuls, ce qui permet de contrôler l'influence du rayonnement de ces derniers, puis la maquette, dès que celle-ci est introduite dans le jet.

Durant les premiers instants de l'échauffement, la température étant trop basse, le pyromètre n'indique aucun signal. Ce dernier apparaît dès que cette température atteint 350 à 400°C .

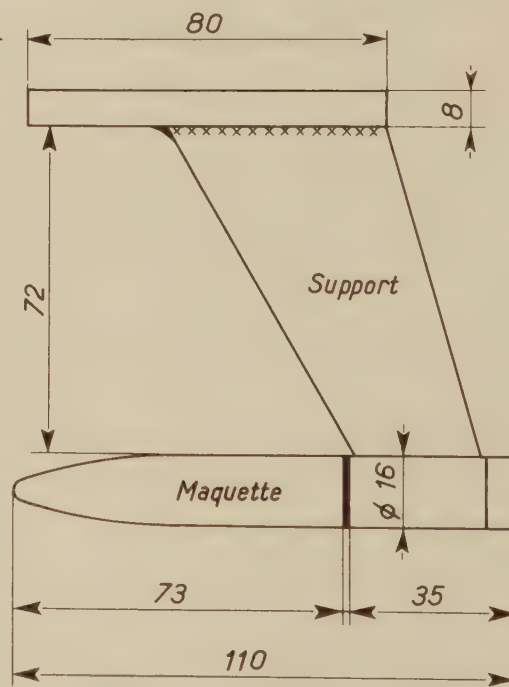


Fig. 37 - Maquette destinée aux essais d'échauffement cinétique.

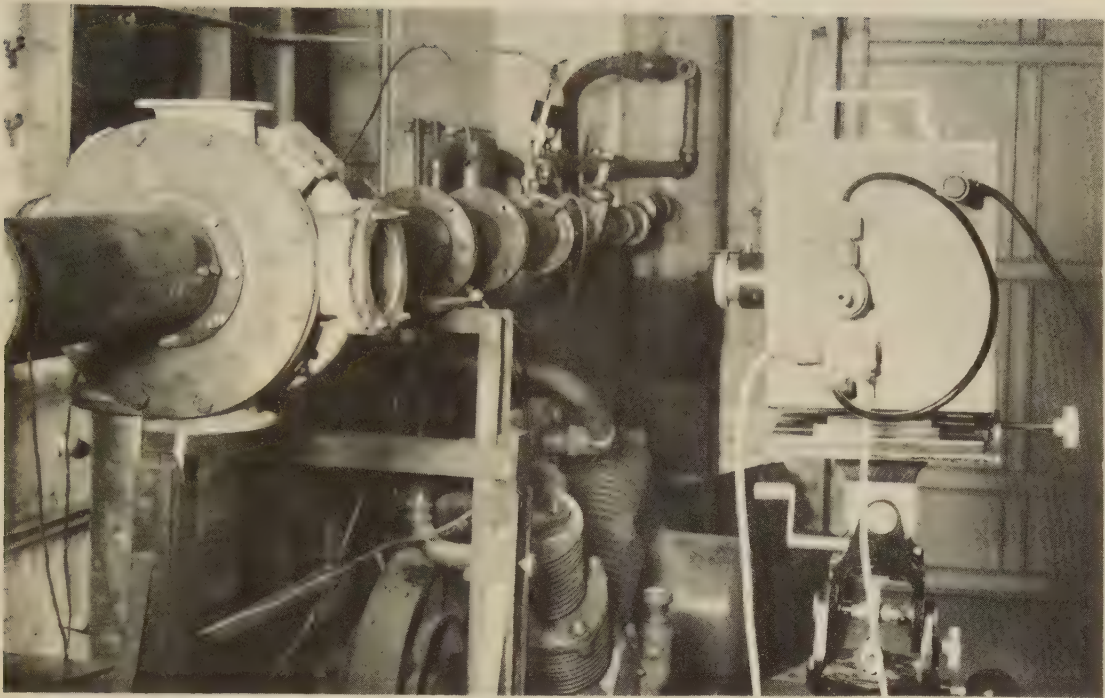


Fig. 38 - Pyromètre à balayage unidimensionnel visant une maquette placée dans une soufflerie hypersonique.

On constate d'abord une élévation progressive de la température de la pointe de la maquette. L'échauffement se transmet ensuite lentement vers l'arrière.

La figure 39 montre cette évolution au cours du temps. Elle représente des portions d'oscillogrammes prises à différents instants.

Sur chaque cliché, on constate que le phénomène se reproduit périodiquement; chacune de ces périodes correspond à un balayage de la maquette.

Comme l'évolution de la température est très lente, il n'est pratiquement pas possible de constater de variations mesurables d'une période à la suivante. Ceci permet d'admettre que chaque courbe obtenue représente la répartition instantanée de la température le long de la génératrice, négligeant ainsi la durée de ce balayage.

A partir des clichés, il est alors possible de calculer les répartitions réelles de température en tenant compte des courbes d'étalonnage du pyromètre (fig. 40).

On obtient ainsi le faisceau de courbes de la figure 41 donnant cette répartition à différents instants.

De ces courbes, on peut déduire la loi d'évolution de la température en chaque point de la maquette. C'est ainsi que l'on obtient l'ensemble de courbes de la figure 42, donnant cette évolution pour divers points.

On peut donc ainsi déterminer pour chaque région de la surface de l'objet visé, non seulement la valeur du gradient de température ($\partial T / \partial x$) mais aussi la vitesse de variation ($\partial T / \partial t$).

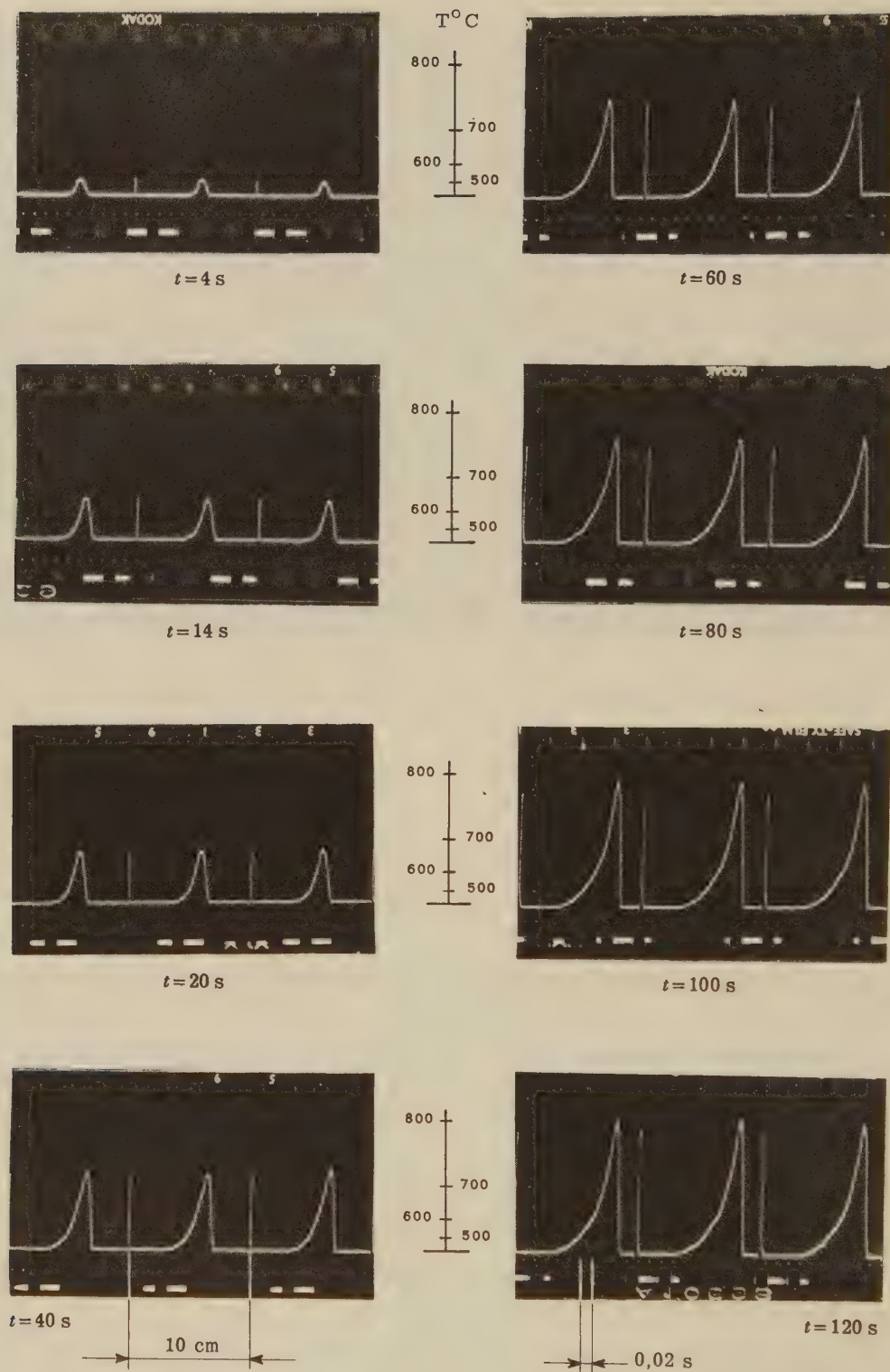


Fig. 39 - Oscillogrammes de l'évolution des températures le long d'une maquette soumise à un échauffement cinétique.

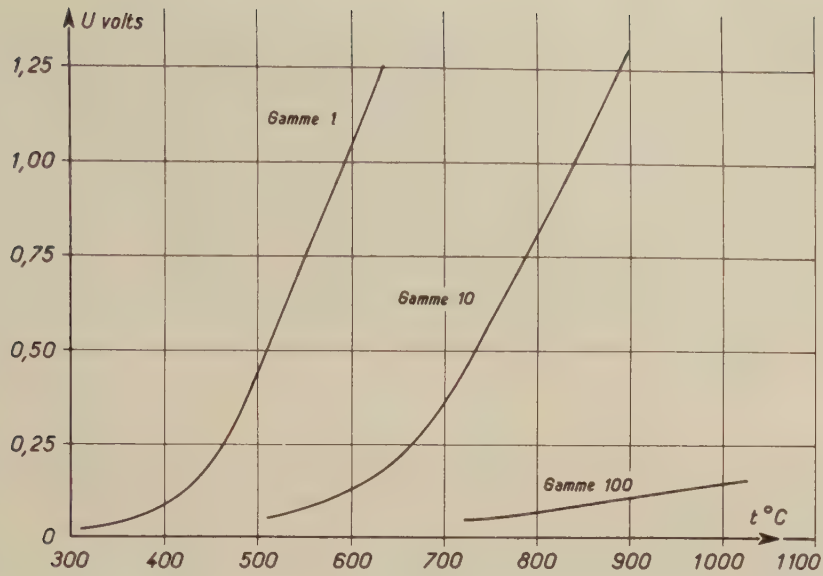


Fig. 40 - Courbes d'étalonnage du pyromètre à balayage unidimensionnel.

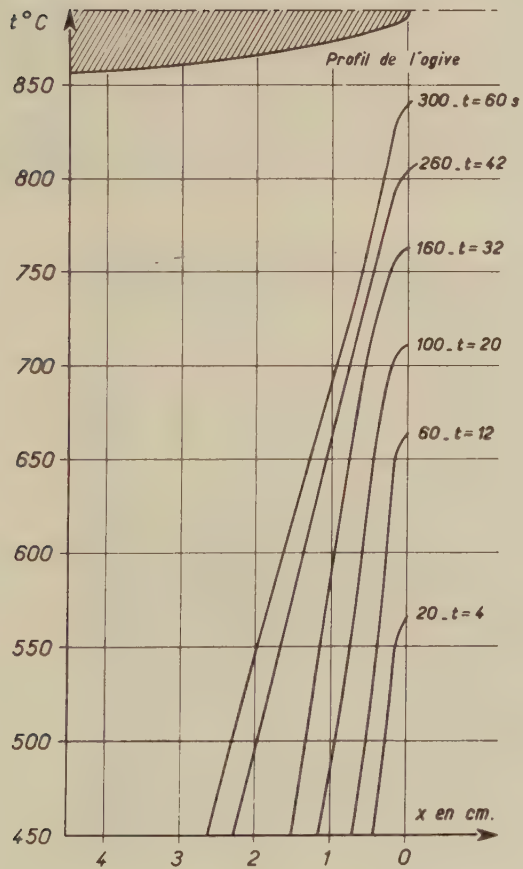


Figure 41
Echauffement cinétique d'une ogive
en stéatite. Répartition des
températures à divers instants.

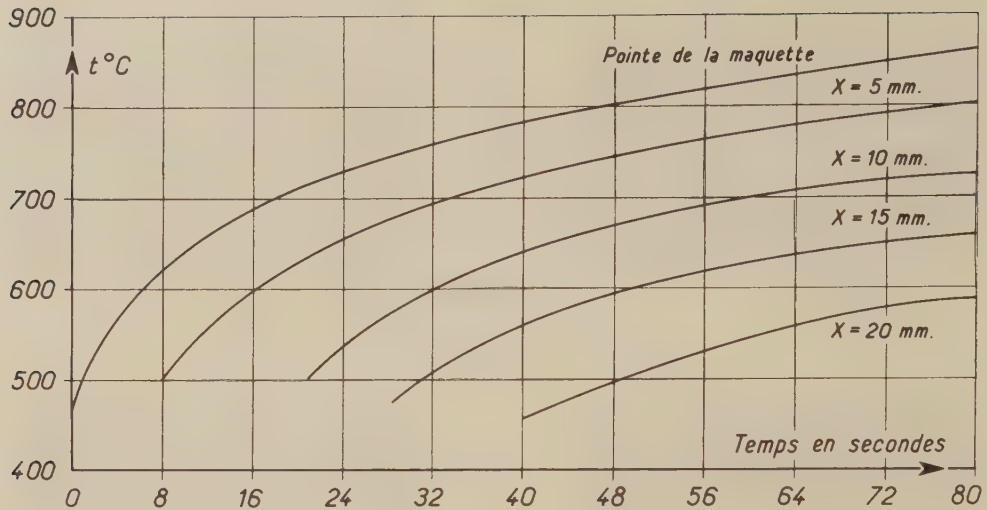


Fig. 42 - Echauffement cinétique d'une ogive en stéatite. (Evolution des températures en divers points).

III,2.3. - ÉCHAUFFEMENT D'UN TUBE CANALISANT UN ÉCOULEMENT DE PLASMA.

A la sortie d'un générateur de plasma était disposé un tube dans lequel circulait le jet de plasma (fig. 43). Ce tube subissait de ce fait un échauffement intense entraînant une évolution rapide de sa température. La photographie révélait l'existence de gradients importants (fig. 44).

Le pyromètre décrit ci-dessus fut utilisé pour déterminer la répartition de température le long d'une génératrice en fonction du temps afin d'en déduire les flux de chaleur absorbés par le tube.

L'évolution étant très rapide, l'enregistrement ainsi obtenu présente un caractère assez particulier (fig. 45).

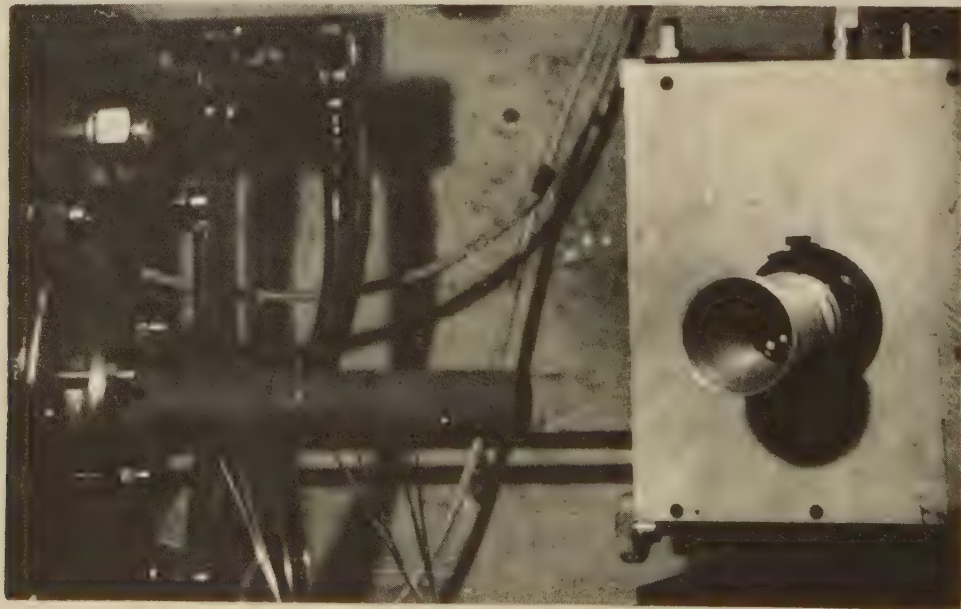


Fig. 43 - Pyromètre visant un tube de graphite placé à la sortie d'un générateur de plasma.

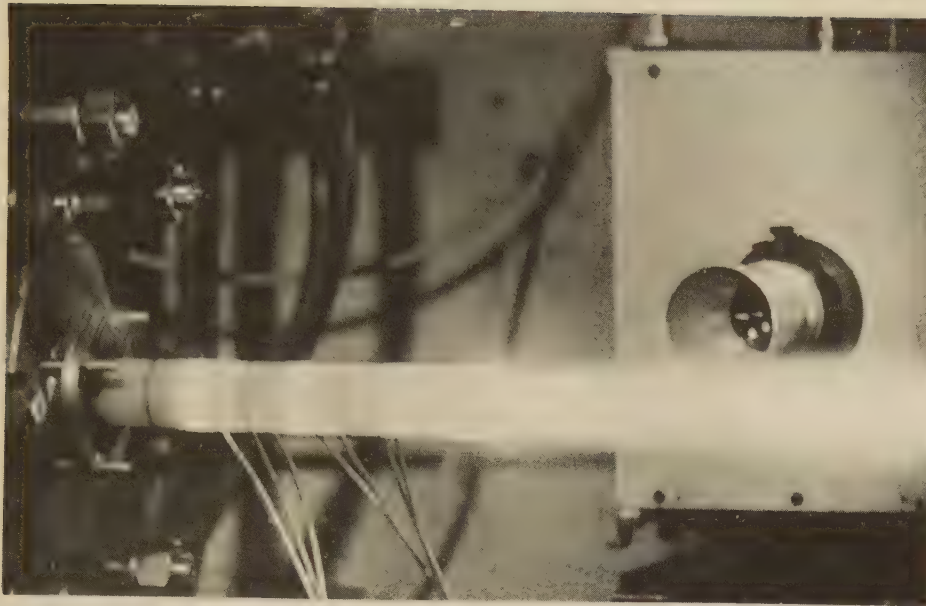


Fig. 44 - Photographie d'un tube chauffé par un jet de plasma montrant les variations de température longitudinales.

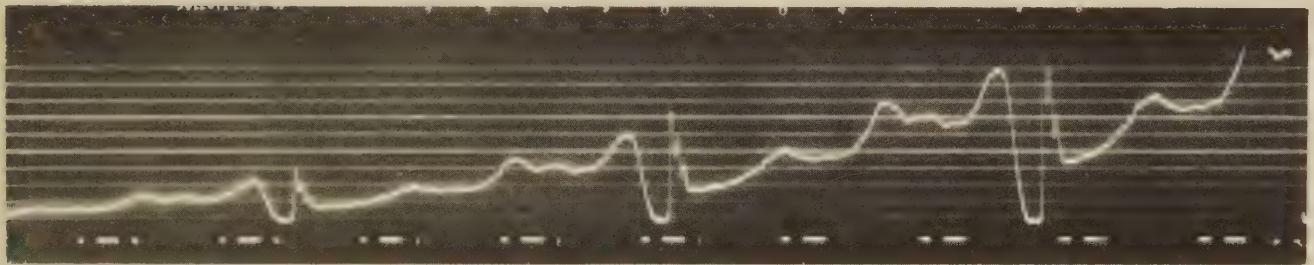


Fig. 45 - Oscillogramme de l'évolution des températures le long d'un tube soumis à l'échauffement d'un jet de plasma.

Dans l'exemple précédent, où l'évolution était très lente, il était tout à fait normal de considérer que la courbe des températures mesurées au cours d'un balayage était la courbe de répartition instantanée sur la maquette, négligeant par là le temps écoulé entre le début et la fin de ce balayage. L'évolution durant ce temps (0,2 s) était pratiquement négligeable comme il a été constaté sur les courbes de la figure 39.

Il n'en est plus de même dans le cas présent puisqu'une évolution importante de la température est constatée entre deux balayages. Par conséquent les courbes obtenues ne peuvent être considérées comme donnant les répartitions instantanées de température sur le tube. Pour obtenir celles-ci, on est obligé d'avoir recours à un procédé différent.

Pratiquement, cinq balayages successifs seulement ont permis de suivre l'évolution des températures le long du tube. Les courbes tirées directement de l'enregistrement sont données à la figure 46.

En prenant comme origine des temps l'instant correspondant au premier passage à l'abscisse 0 du déplacement du spot sur la génératrice du tube, le second passage en ce point aura lieu au temps 0,2 s, le troisième au temps 0,4 s et ainsi de suite. Comme la vitesse du déplacement du spot est de 10 cm en 0,2 s, à l'abscisse $x=1$ cm, le premier passage aura lieu au temps 0,02 s, le deuxième au temps 0,22 s, etc. D'une manière générale à l'abscisse $x=n$ cm ($0 \leq n < 10$), le premier passage aura lieu au temps $n/50$ s, le deuxième au temps $0,2 + n/50$ s, etc.

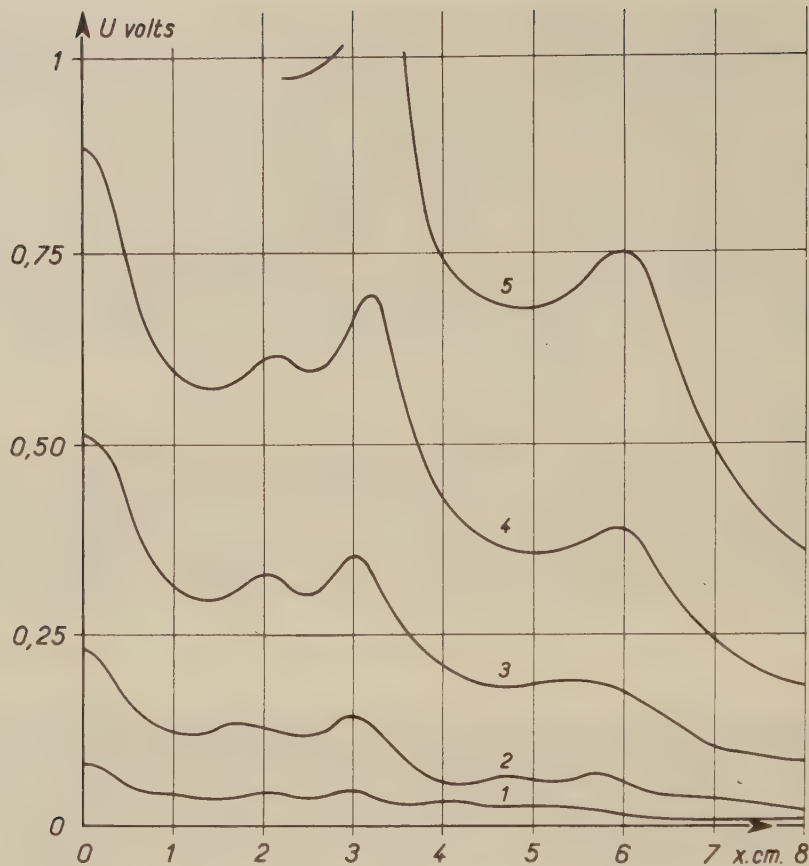


Fig. 46 - Courbes d'évolution de la température d'après l'enregistrement sur film (fig. 45).

La figure 47 représente en fonction du temps la courbe d'évolution de la température aux abscisses $x=0,1,2,\dots,n\dots$. Pour chaque courbe on a décalé l'origine des ordonnées de 6 mm de manière à éviter qu'elles se confondent. Il est alors aisé d'obtenir pour chaque instant la répartition des températures le long du tube. La figure 48 montre ces répartitions aux instants $t=1,5, 1,6, 1,7, 1,8, 1,9, 2,0$ et $2,1$ s. Ces courbes diffèrent assez sensiblement de celles de la figure 46.

III,2.4. - ÉTUDE DE L'ÉCHAUFFEMENT D'UN DISQUE DE FREIN DE TRAIN D'ATERRISSAGE D'AVION.

L'énergie dissipée au cours du freinage d'un avion se retrouve en chaleur ce qui entraîne une élévation de température des éléments du frein.

Cet échauffement risquant, dans certains cas, de provoquer des détériorations importantes, l'évolution de la température superficielle des éléments de freinage au cours du ralentissement devait être étudiée.

Le pyromètre décrit précédemment a été utilisé pour suivre, au banc d'essais, l'élévation de la température d'un disque de frein de train d'atterrissage d'un avion "Caravelle" au cours d'un freinage simulé (*).

(*) Cette étude fut effectuée sur la demande de la Société Hispano Suiza. Les essais eurent lieu à l'Etablissement de Bouviers de cette Société.

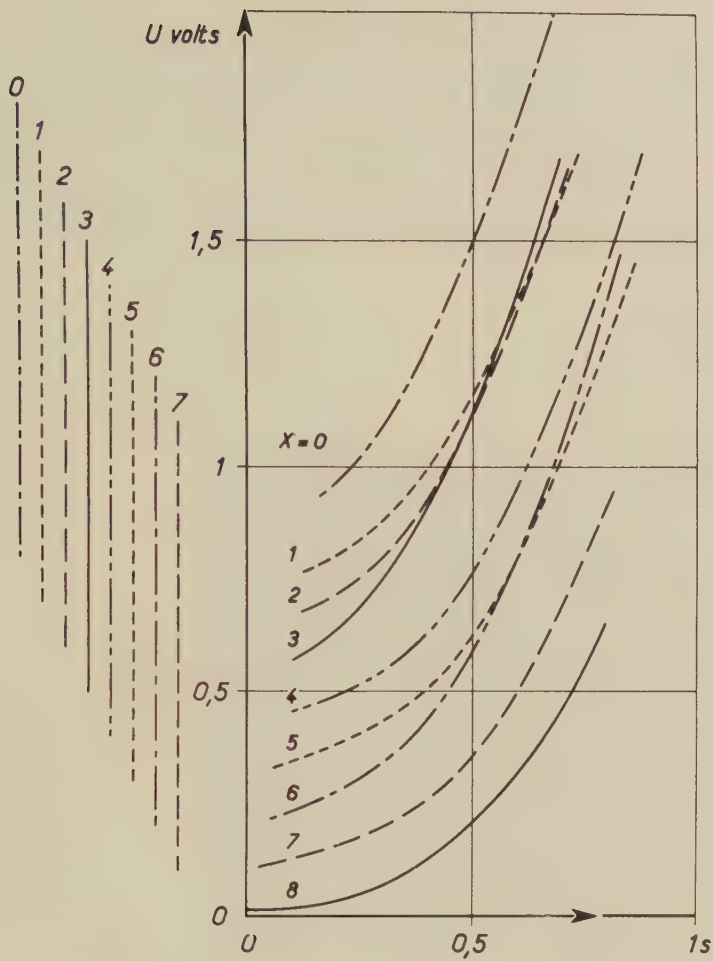
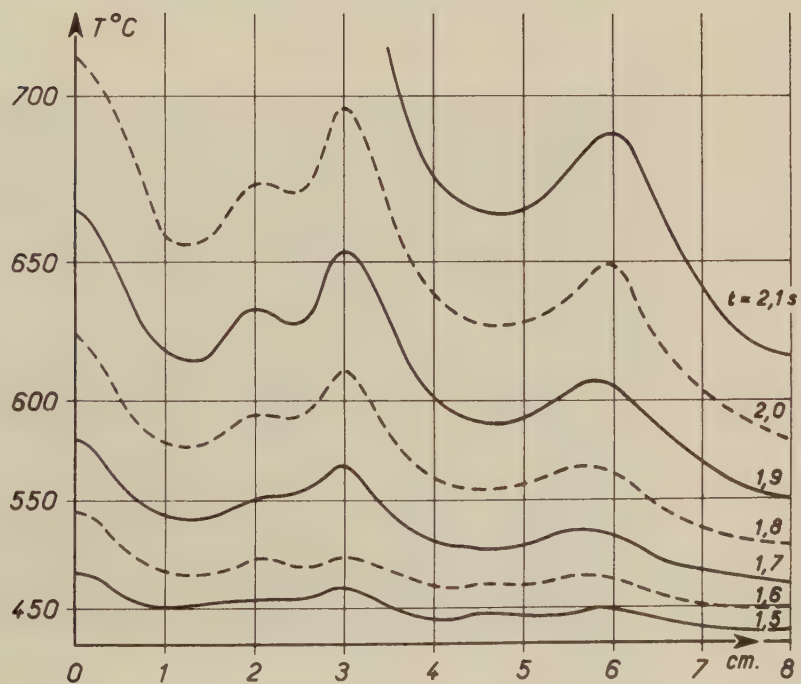


Figure 47

Evolution de la température
en fonction du temps pour
divers points du tube.

Figure 48
Répartition des températures
le long du tube
à divers instants.



La roue de la "Caravelle", dont l'axe est fixe, était entraînée dans son mouvement de rotation par une courroie s'appuyant extérieurement sur le pneu. Cette courroie était mise en mouvement par un volant lancé par un moteur électrique. La vitesse angulaire de la roue est contrôlée par un tachymètre donnant directement la vitesse de déplacement de la courroie en kilomètres par heure. Cette vitesse correspond à celle de l'avion au cours de son atterrissage.

L'inertie du volant a été calculée de manière que l'énergie dissipée par la roue durant le freinage corresponde exactement à celle qui serait dissipée par la même roue durant le freinage de l'avion.

Cette roue possède deux disques concentriques en cuivre chromé contre lesquels des patins peuvent être fortement appliqués (fig. 49).

Le dispositif est réglé pour que le couple exercé sur la roue reste constant durant tout le freinage.

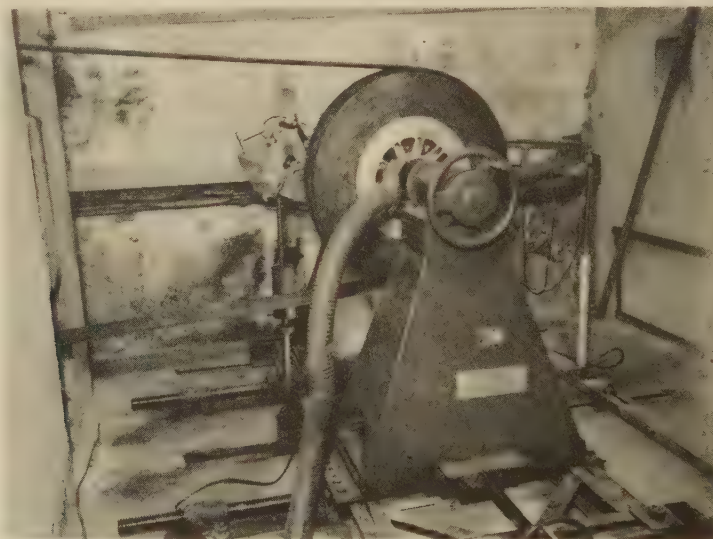


Fig. 49 - Banc d'essais de frein de trains d'atterrissage d'avion aux Etablissements de Bouviers de la Société Hispano Suiza.



Fig. 50 - Pyromètre infrarouge visant le disque extérieur du frein.

Le pyromètre était installé au voisinage du frein (fig. 50), de manière à viser l'un des disques, plus particulièrement le disque extérieur. Il pouvait être orienté de manière à permettre, le cas échéant une exploration radiale ou tangentielle du disque. Pour les premiers essais, le balayage du pyromètre avait été supprimé. Un point fixe de l'espace où passaient successivement tous les points d'un cercle du disque était donc visé.

Les enregistrements ont montré que la température n'était nullement uniforme sur toute la circonférence, mais présentait au contraire des variations avec dix maximums et dix minimums (fig. 51).

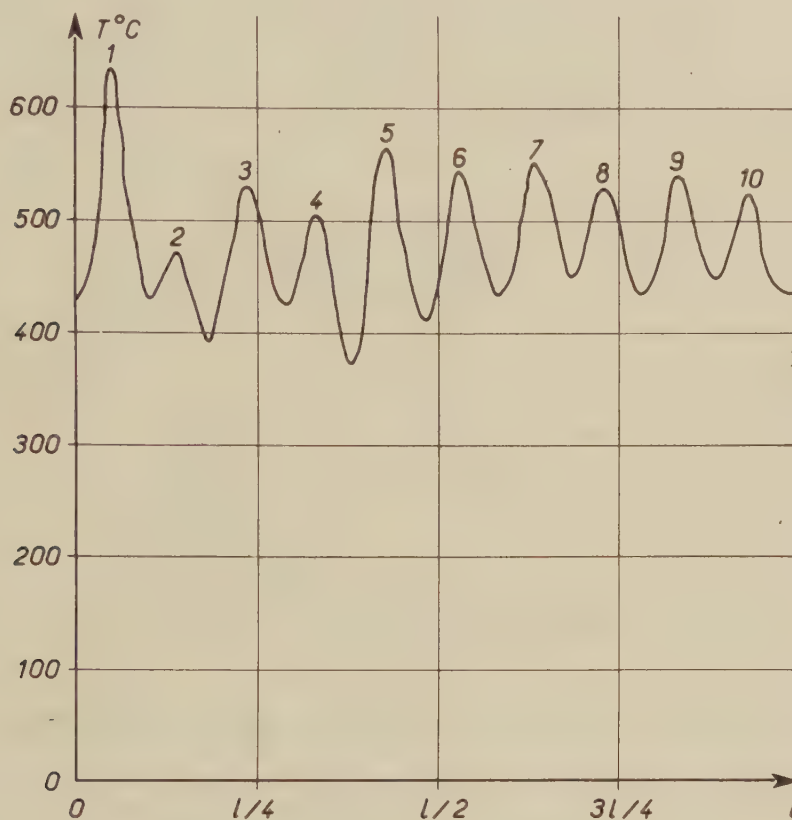


Fig. 51 - Répartition de la température le long d'un disque de frein au cours de freinage.

Ces minimums se trouvent vraisemblablement au droit de 10 tenons servant à maintenir le disque sur la jante de la roue.

L'étude de l'évolution de ces maximums montra une augmentation progressive de la température moyenne de la surface du disque durant les 2/3 du freinage, suivie ensuite d'un lent refroidissement (fig. 52).

D'autres essais permirent d'étudier les répartitions de température sur la surface du disque, d'où ont pu être tirées des conclusions sur le comportement général des éléments au cours du freinage. Il fut constaté en particulier que la température du disque extérieur n'était pas uniforme dans une direction radiale, mais présentait un maximum sur la partie interne située vis-à-vis du disque intérieur. Ce dernier, échauffé également par le freinage, rayonnait de la chaleur vers le disque extérieur.

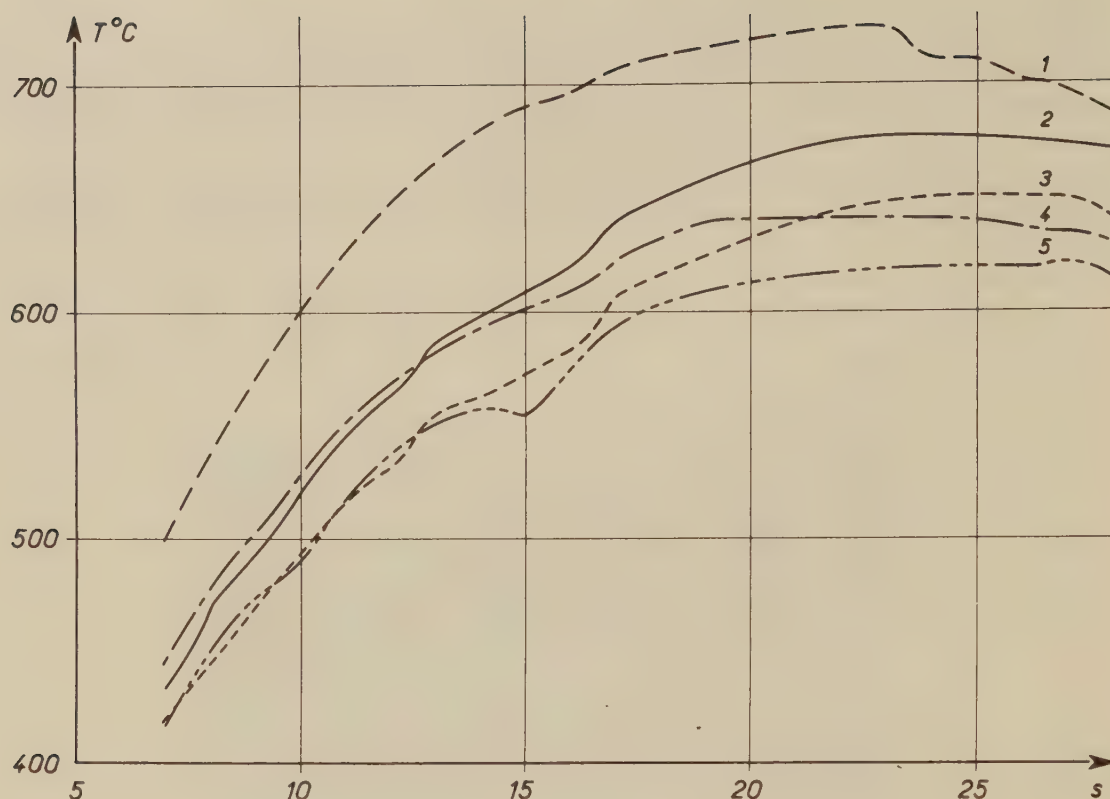


Fig. 52 - Evolution en fonction du temps de quelques maximums de la courbe de répartition de la température le long d'un disque de frein (fig. 49).

III,2.5. - ÉTUDE DES RÉPARTITIONS BIDIMENSIONNELLES DE TEMPÉRATURES.

Les trois exemples qui viennent d'être examinés sont certainement les plus caractéristiques de l'application de cette méthode pyrométrique dans le cas d'évolutions relativement rapides des températures.

D'autres applications industrielles ou de laboratoires [32] peuvent être envisagées en vue d'étudier le comportement d'objets divers soumis à des échauffements intenses et parfois même en cours d'ablation.

Si les problèmes qui se posent le plus fréquemment peuvent être considérés comme unidimensionnels, du point de vue des répartitions de températures, dans certains cas une exploration sur deux dimensions de la surface chauffée peut être nécessaire.

Un nouveau pyromètre permettant d'explorer toute une surface par lignes successives, suivant une méthode comparable à celle utilisée en télévision, a été réalisé dans ce but.

Le dispositif optique est indiqué sur la figure 53. Pour obtenir le double balayage de la surface, il était nécessaire d'utiliser deux miroirs oscillants déplaçant l'image de l'objet visé respectivement dans deux directions perpendiculaires. Ces deux miroirs sont placés ici entre l'objet et l'objectif.

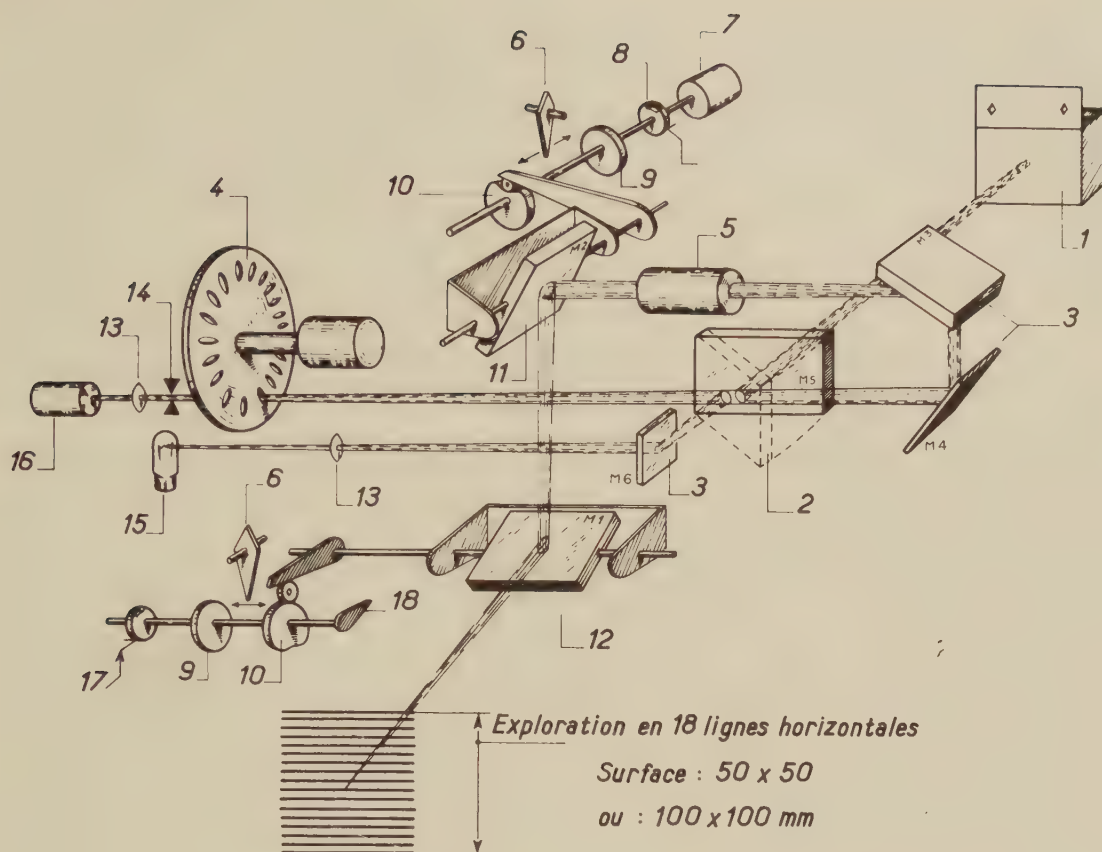


Fig. 53 - Schéma de principe du pyromètre à balayage bidimensionnel.

- | | | | |
|------------------------------|------------------------|----------------------|------------------------|
| 1 - Plaque sensible | 2 - Miroir escamotable | 3 - Miroirs fixes | 4 - Modulateur |
| 5 - Objectif interchangeable | 6 - Leviers | 7 - Moteur | 8 - Top 1/4 tour |
| 9 - Cames circulaires | 10 - Cames profilées | 11 - Miroir de ligne | 12 - Miroir de surface |
| 13 - Lentilles | 14 - Diaphragme | 15 - Lampe étalon | 16 - Cellule |
| 17 - Top 1/10 tour | 18 - Index. | | |

L'axe optique horizontal de cet objectif passe par le centre d'un premier miroir placé à 45° de cet axe, au-dessous duquel se situe un second miroir placé également à 45° . La direction de la visée est alors horizontale, mais perpendiculaire à l'axe de l'objectif.

Si le premier miroir oscille légèrement autour de l'axe horizontal passant par son centre C , la direction de la visée (image de l'axe optique de l'objectif donnée par le premier miroir) se déplace dans un plan vertical passant par C et le point d'impact de cette direction sur le second miroir se déplace sur l'horizontale passant par le centre C' de ce second miroir. La zone visée par le pyromètre se déplace donc le long d'un segment de droite horizontale.

Si au contraire c'est le second miroir qui oscille légèrement autour de l'axe horizontal passant par son centre, la zone visée se déplace sur un segment de droite verticale.

L'analyse de la surface étudiée est obtenue de la manière suivante :

Pendant que le premier miroir effectue son oscillation complète, le second reste fixe. On obtient

ainsi l'exploration sur un segment de droite. Durant le retour du premier miroir, le second tourne d'un angle α très faible autour de son axe horizontal. Donc, au second balayage, le segment exploré est parallèle au précédent, mais légèrement décalé d'une hauteur h . Pendant le nouveau retour du premier miroir, le second tourne à nouveau de l'angle α et le troisième balayage sera un segment de droite horizontal, décalé d'une hauteur h du second balayage et ainsi de suite. Après avoir exploré toute la surface en dix huit lignes, le second miroir revient à sa position initiale. Son retour s'effectue en un temps équivalent à deux balayages. Puis l'exploration générale recommence.

La fréquence des balayages est de 5 par seconde et celle des explorations totales de 1 pour 4 secondes.

Les oscillations des deux miroirs sont commandées à partir du même moteur afin d'assurer la synchronisation. Elles sont obtenues grâce à des cames commandant le déplacement de bras solidaires de chacun des miroirs.

Des systèmes de débrayage permettent de supprimer l'une ou l'autre des deux oscillations.

Les objectifs interchangeables utilisés ont des distances focales de 250 mm et 330 mm pour une distance fixe objectif-cellule de 500 mm. Pour réduire les dimensions de l'appareil, deux miroirs plans fixes sont placés sur le chemin optique. Le diaphragme d'entrée de la cellule est placé de manière que son image, donnée par les deux miroirs, soit située sur l'axe optique de l'objectif.

Le faisceau est modulé à 2500 Hz et le signal subit une amplification puis une démodulation dont le principe général est voisin de celui utilisé dans le premier appareil décrit.

Un autre miroir peut également basculer et venir se placer sur le chemin du faisceau de rayonnement qu'il renvoie à 90° sur un verre dépoli permettant ainsi le réglage de l'alignement du pyromètre. A la place de ce verre dépoli, il est possible de placer une plaque sensible permettant de photographier l'objet visé et de déterminer avec précision les zones explorées.

De plus, une partie du rayonnement émis par une lampe tare, dans laquelle circule un courant électrique contrôlé, est focalisée sur la cellule de manière à permettre à tout instant un étalonnage secondaire du pyromètre.

Cet appareil, (fig. 54), beaucoup plus complexe que le précédent est souvent d'emploi moins aisé puisque moins maniable, mais il a un champ d'applications plus étendu.



Fig. 54 - Pyromètre infra-rouge à balayage bidimensionnel.

III.3. ÉTUDE DE L'ÉVOLUTION DES TEMPÉRATURES D'AILETTES DE TURBINES DE TURBORÉACTEURS.

III.3.1. CONDITIONS DU PROBLÈME.

C'est principalement pour l'étude du comportement en vol des ailettes d'une turbine de turboréacteur que le problème de la détermination par voie optique des températures superficielles s'est présenté au début de ces recherches.

On sait que les performances d'un turboréacteur sont limitées par la résistance de ses éléments aux effets thermiques et en premier lieu par celle des aubes de sa turbine.

La poussée d'un tel réacteur s'accroît lorsque l'on augmente le débit du kérosène injecté dans la chambre et conjointement le débit de l'air nécessaire à la combustion. Simultanément la vitesse de rotation de la turbine augmente; cette vitesse caractérise le "régime" du turboréacteur.

Cependant, en augmentant l'énergie libérée par la combustion, on augmente également la chaleur transmise aux parois en contact avec les gaz chauds, principalement aux aubes de la turbine entre lesquelles passe la totalité des gaz.

Au delà d'une certaine température, le métal des ailettes subit le phénomène de fluage, et ceci se produit d'autant plus facilement que les efforts mécaniques importants s'exercent par suite de la vitesse de rotation élevée des roues de la turbine.

On peut évaluer rapidement l'ordre de grandeur de l'effort de traction subi par une ailette au cours de la rotation. Soit R_o le rayon à la jante de la roue, h la hauteur de l'ailette et S l'aire d'une section droite moyenne (en admettant en première approximation que le profil n'évolue pas le long d'une génératrice), ρ la masse spécifique du métal qui constitue l'aube.

Un élément de volume $dv = S dx$, situé à une distance x du pied de l'ailette, subit des contraintes F_x et F_{x+dx} dues aux autres parties de l'ailette auxquelles il est lié. La loi fondamentale de la mécanique nous donne alors :

$$(33.1) \quad \rho S dx (R_o + x) \omega^2 = F_x - F_{x+dx} = dF,$$

ou

$$(33.2) \quad \frac{dF}{dx} = \rho S \omega^2 (R_o + x).$$

Ainsi :

$$(33.3) \quad F = F_o + \rho \frac{S \omega^2}{2} (R_o + x)^2.$$

Ainsi, l'ailette est pratiquement soumise entre ses extrémités à un effort de traction T égal à :

$$(33.4) \quad T = \rho \frac{S \omega^2}{2} [(R_o + h)^2 - R_o^2] = \rho \frac{S \omega^2 h}{2} (2 R_o + h),$$

$$(33.5) \quad T = \frac{m \omega^2}{2} (2 R_o + h),$$

$$(33.6) \quad T = m \omega^2 R_1,$$

où m est la masse d'une ailette et R_1 le rayon moyen de la turbine.

Dans le cas où $m = 200$ g, $R_1 = 30$ cm et $\omega = 2 \pi n$, avec $n = 10\,000$ t/m on obtient :

$$(33.7) \quad T = \frac{0,2 \times 4 \pi^2 \cdot 10^8 \times 0,3}{3600} = 7 \cdot 10^4 \text{ Newtons.}$$

T est donc sensiblement égal à 7 tonnes et comme la section droite d'une aube est de l'ordre de 1 cm^2 , l'effort de traction est sensiblement de 70 kg/mm^2 , ce qui est très voisin de la charge de rupture des aciers courants à la température ambiante.

Avec les alliages spéciaux actuellement utilisés on admet que la température d'une ailette ne doit pas dépasser, même localement, une valeur limite fixée au voisinage de 940°C .

Des essais au banc ayant permis de déterminer le régime maximal admissible pour la turbine, le problème se posait de savoir si les résultats ainsi acquis au sol étaient directement transposables en vol.

Des essais au banc, en altitude simulée, montrèrent que la température des ailettes était, pour un même régime du réacteur, d'autant plus basse que l'altitude de vol était plus élevée, sans qu'il soit cependant possible de chiffrer les variations introduites.

Dans ces conditions, il semblait possible de dépasser en vol la limite déterminée au sol et par là d'augmenter les performances du réacteur. C'est en vue de préciser quelles étaient dans ces conditions les possibilités d'accroissement des performances qu'a été posé le problème de la mesure en vol des températures d'ailettes.

III,3.2. MÉTHODES UTILISÉES ANTÉRIEUREMENT POUR LA MESURE DES TEMPÉRATURES D'AILETTES DE TURBINE.

Les premières déterminations de températures atteintes par les ailettes de turbine au cours du fonctionnement d'un réacteur furent effectuées à l'aide de thermocouples [33] [34].

Ceux-ci étaient soit soudés sur la surface, soit le plus souvent encastrés dans une gorge réalisée le long d'une génératrice. Un ciment spécial était coulé dans cette gorge, après mise en place du thermocouple, pour redonner à l'ailette sa forme initiale. Outre cette installation nécessitant une transformation, certes légère mais peu aisée de la turbine, la principale difficulté était de transmettre le signal fourni par le thermocouple jusqu'à l'appareil de mesure, problème d'autant plus délicat que la turbine tourne à vitesse plus élevée.

Il n'est nullement besoin de rappeler ici toutes les études qui furent effectuées sur les contacts glissants qui entraînent en général des forces électromotrices parasites.

Pour obtenir des renseignements précis sur le comportement d'une ailette, il convient de disposer un certain nombre de thermocouples sur la surface de celle-ci. Les difficultés s'en trouvent pour autant multipliées. Il est cependant à remarquer que les mesures effectuées par cette méthode présentent bien des avantages, ne serait-ce que la possibilité de suivre l'évolution de la température en un point précis d'une ailette au cours du temps. D'autre part, cette méthode évite toutes les difficultés examinées au début de cette étude, dues à l'incertitude qui subsiste parfois sur la valeur du facteur d'émission et à l'absorption ou l'émission des gaz interposés.

Pourtant, les solutions apportées au problème de la transmission du signal ne semblent pas complètement satisfaisantes, malgré les résultats intéressants obtenus par certains auteurs. Aussi, a-t-on utilisé, par exemple, des couplages inductifs [35] entre les circuits des thermocouples entièrement placés sur la turbine (soudures chaudes et froides) et le circuit de mesure.

Des tentatives furent même effectuées pour transmettre par télémesure les indications des thermocouples en installant un appareil émetteur de faibles dimensions à l'intérieur de la turbine.

Pourtant, toutes ces méthodes nécessitent des installations importantes et il semble bien que jusqu'à ce jour peu d'essais ont été tentés pour les appliquer en vol.

D'autres méthodes sont basées sur l'étude de la modification par effet thermique de la dureté du matériau qui compose l'ailette. Pour cela, une ailette neuve était placée sur la turbine après contrôle de la dureté du métal. Le réacteur est alors amené lentement à un régime déterminé, auquel on le maintient pendant un certain temps, puis rapidement arrêté. L'ailette est

ensuite démontée et la dureté de son métal est mesurée point par point. Cette dureté étant étroitement liée à la température atteinte au cours du fonctionnement du réacteur, il est ainsi possible de déduire la carte des températures maximales atteintes sur toutes les régions de l'ailette.

Dans une autre méthode, c'est par l'analyse des couleurs de revenu de la surface après essai, que l'on peut déterminer cette carte de températures.

On peut ainsi obtenir une assez bonne précision, mais il est certain que les températures mesurées de cette manière ne correspondent qu'à des conditions particulières de fonctionnement du réacteur. De plus, la nécessité de démonter le réacteur après chaque essai est une servitude très lourde.

Pour toutes ces raisons, les méthodes optiques semblent préférables. H.D. BAKER, E.A. RYDER et W.H. BAKER [36] utilisèrent alors un pyromètre à rayonnement. Un tube métallique terminé à son extrémité par un miroir à 45°, placé devant une ouverture, constitue le tube de visée du pyromètre, et se comporte à la manière d'une sonde. Il est possible de le déplacer vis à vis d'une aube, parallèlement à sa génératrice, de manière que le miroir de visée puisse explorer toute cette génératrice. Le dispositif est refroidi par circulation d'eau et un courant d'air frais circule dans le tube pour éviter les effets d'absorption des gaz.

Ce dispositif pouvait se glisser aisément entre les aubes des différents étages des turbines étudiées par ces auteurs. Avec certains réacteurs, et en particulier avec le réacteur ATAR 8 de la SNECMA, cette méthode serait pratiquement inapplicable. D'autre part, la présence d'un obstacle au milieu des gaz provoque des perturbations dans l'écoulement et il est bien certain que les températures locales peuvent s'en trouver légèrement modifiées.

III,3.3. DESCRIPTION DU PYROMÈTRE.

Un premier prototype fut d'abord réalisé [37], puis essayé sur le réacteur Hispano-Suiza "Verdon" [38].

Les résultats obtenus permirent de déterminer les caractéristiques que devait posséder un tel appareil pour permettre un fonctionnement correct en vol.

Un nouvel appareil fut alors réalisé et mis au point.

Il comporte deux parties :

- une partie mécanique et optique appelée la tête de mesure et constituant le pyromètre proprement dit;
- une partie électrique de commande, d'alimentation, de contrôle et de mesure.

A) LA TÊTE DE MESURE :

Celle-ci (fig. 55) est constituée d'un boîtier dont la forme, assez irrégulière, fut imposée par l'espace disponible sur l'avion. Sur ce boîtier est fixé l'objectif constitué d'un tube cylindrique, fermé par la lentille de silice servant à former l'image de l'ailette visée.

Le schéma optique du pyromètre est indiqué sur la figure 56.

Dans le plan de l'image de l'ailette se déplace un diaphragme délimitant une zone qui correspond à un cercle de l'ailette de 1 cm de diamètre. L'énergie émise par cet élément de surface et captée par l'objectif passe donc par ce diaphragme. Elle est ensuite reçue par un miroir concave M_1 , donnant après réflexion un faisceau de rayons parallèles. Ce faisceau tombe sur un second miroir concave M_2 , qui, après réflexion, le concentre sur la cellule de mesure.

Le diaphragme D peut se déplacer le long d'une droite parallèle à une génératrice de l'ailette de manière que la zone visée décrive cette même génératrice. Le miroir concave M_1 est solidaire du diaphragme et se déplace donc en même temps que lui. Le faisceau parallèle qu'il réfléchit garde toujours la même direction au cours du mouvement de l'ensemble et le

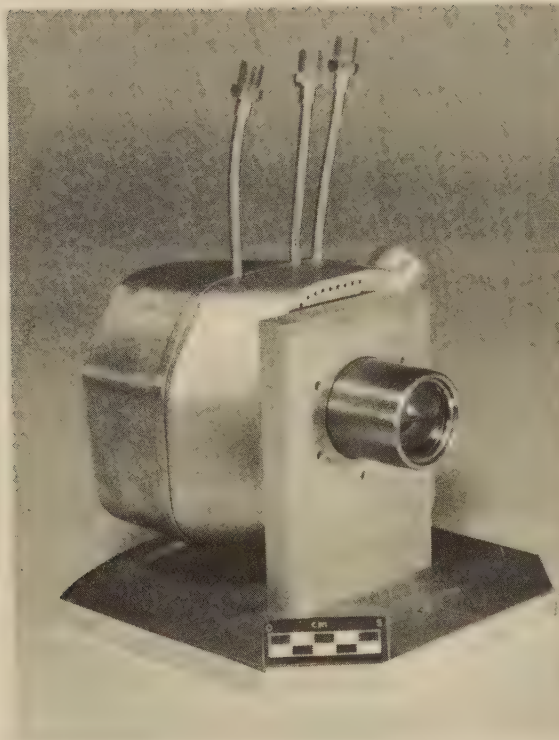


Fig. 55 - Tête de mesure du pyromètre infrarouge destiné à la détermination des températures d'ailettes de turbine.

placée dans un boîtier de dimensions réduites à l'intérieur duquel se trouvent également une cellule de compensation dont le rôle sera décrit ultérieurement, ainsi qu'un bilame et des sondes de platine. Celles-ci permettent de contrôler à chaque instant la température des récepteurs. Cette température doit être en effet maintenue au voisinage de 80° C pour obtenir un fonctionnement correct des cellules; le chauffage est assuré par une résistance bobinée autour de ce boîtier.

Le courant qui la traverse est interrompu par l'action du bilame dès que la température de 80° C est atteinte. Si cette température redescend de quelques degrés, le bilame referme le circuit de

- A - Cellule.
- B - Miroir concave mobile.
- C - Diaphragme.
- D - Miroir concave fixe.
- E - Objectif.
- F - Ailette.

miroir M_2 est suffisamment grand pour le capter à chaque instant. Le faisceau est finalement concentré au même point de la cellule, quelle que soit la position du diaphragme.

Mécaniquement, le chariot portant le diaphragme et le miroir M_1 peut coulisser le long de deux tiges parallèles. Son déplacement est commandé par une vis sans fin entraînée par l'intermédiaire d'un train d'engrenages par un moteur à courant continu. Des microrupteurs placés en fin de course permettent d'invertir le sens de rotation du moteur, fournissant ainsi un balayage ininterrompu de l'ailette en va et vient.

Afin de repérer à chaque instant la zone visée, un potentiomètre hélicoïdal est solidaire du déplacement du chariot. La position du curseur permet de repérer celle du diaphragme et, par conséquent, celle de la partie visée de la génératrice de l'aube.

Dans le boîtier est placé également un obturateur commandé par un électro-aimant. Il peut éventuellement intercepter le flux de rayonnement afin de permettre la détermination du courant d'obscurité. La cellule est

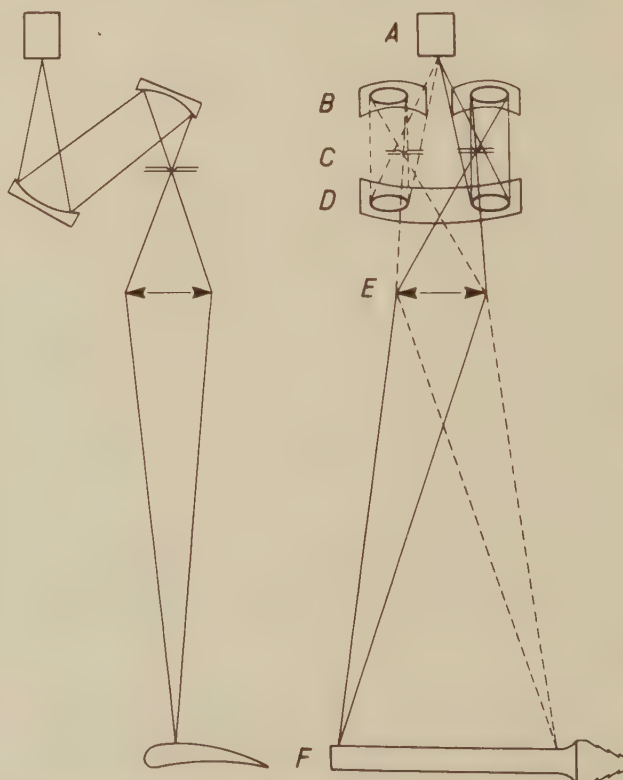


Fig. 56 - Schéma optique du pyromètre destiné à la détermination des températures d'ailettes de turbine.

chauffage. De plus, une circulation d'air frais dans le boîtier permet d'éviter un échauffement accidentel trop important du pyromètre.

En outre, une lampe tare est placée à l'intérieur du boîtier. Une partie de son rayonnement peut être captée et concentrée sur la cellule de manière à fournir un signal connu. On peut effectuer ainsi un étalonnage secondaire du pyromètre, ou tout au moins contrôler sa sensibilité entre deux étalonnages au laboratoire.

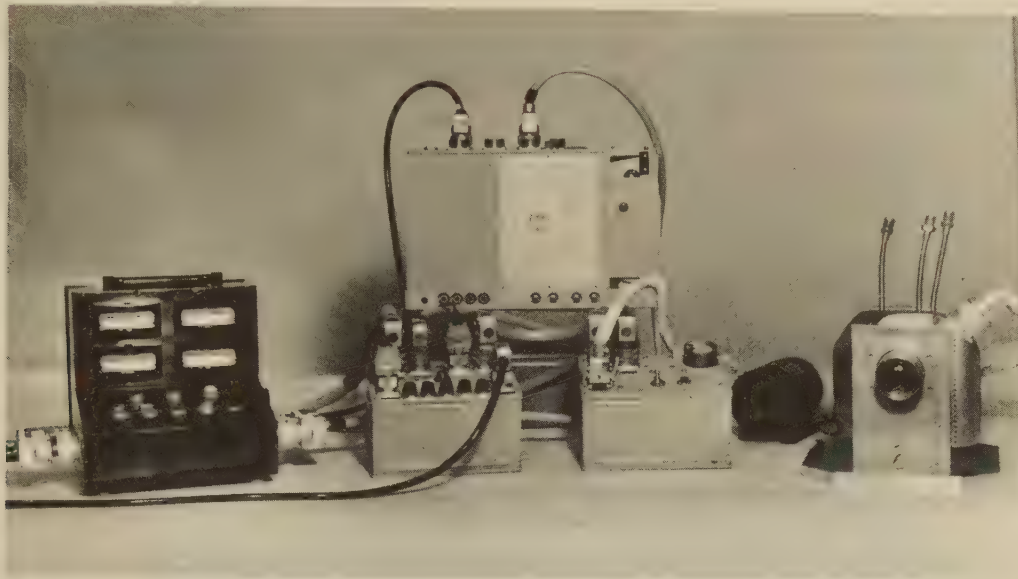


Fig. 57 - Ensemble du pyromètre infrarouge destiné à la détermination des températures d'ailettes de turbine.

B) LA PARTIE ÉLECTRIQUE :

La liaison avec la tête de mesure est assurée par un seul câble à quinze conducteurs.

La partie électrique est rassemblée dans deux boîtiers, auxquels il convient d'adjoindre une commutatrice fournissant la haute tension nécessaire à l'alimentation des cellules.

Les mesures sont enregistrées sur papier au moyen d'un enregistreur Hussenot Beaudoin, type A 13. Un boîtier supplémentaire permet de contrôler éventuellement par lectures directes le fonctionnement du pyromètre pour les essais au banc par exemple.

La figure 57 représente une vue d'ensemble de l'appareil.

Le schéma électrique de principe est donné à la figure 58.

Sans indiquer en détail le fonctionnement de cet ensemble, signalons cependant qu'il possède toute l'automatisme désirée pour des mesures en vol ne nécessitant qu'un nombre d'interventions du pilote aussi réduit que possible.

Les récepteurs sont des cellules au sulfure de plomb, montées électriquement dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone équilibré en l'absence de flux. Sous l'action d'un rayonnement le pont se déséquilibre et le courant passant dans la diagonale mesure le flux capté.

Cependant, ces cellules sont particulièrement sensibles aux variations de température ambiante. Une compensation est obtenue en plaçant dans une autre branche du pont une cellule du même type subissant les mêmes effets thermiques [39]. Pour tenir compte des écarts entre les coefficients de température des deux cellules, une résistance convenable est placée en parallèle sur l'une d'entre elles.

La compensation n'est réellement efficace que si la température ne varie pas de plus de 10° de part et d'autre d'une température repère, qui fut choisie ici égale à 80° C. Cette température est maintenue et contrôlée comme il a été indiqué précédemment.

Au fur et à mesure que la température de la surface augmente, on note ou on enregistre l'indication donnée par le pyromètre. On obtient de cette manière la courbe d'étalonnage donnant le signal en fonction de la température.

Un dispositif permet d'incliner d'un angle connu le pyromètre autour d'un axe passant par le centre de l'objectif et perpendiculaire à la droite joignant ce point au centre de la surface visée. On peut de cette manière contrôler la linéarité de la réponse du pyromètre pour tous les points visés au cours du balayage.

En employant une ailette déjà utilisée, on est certain que la surface est suffisamment oxydée pour que son état de surface n'évolue plus par la suite. De cette manière l'étalonnage est effectué dans les meilleures conditions.

III,3.4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

A - ESSAIS SUR RÉACTEUR ATAR E (*).

Les premiers essais furent effectués sur moteur ATAR E fonctionnant au banc.

Un bossage avait été prévu sur le cône de raccordement de tuyère du réacteur afin de recevoir le pyromètre (fig. 59). La position et l'orientation de ce bossage avaient été déterminées de manière que le pyromètre vise, dans la position médiane du balayage, un point situé sensiblement au milieu d'une génératrice de l'ailette, le balayage étant parallèle à cette génératrice.



Fig. 59 - Montage sur ATAR E du pyromètre infrarouge destiné à la détermination des températures d'ailettes de turbine.

Les essais effectués dans ces conditions avaient deux buts :

- le premier était de déterminer la courbe de répartition de la température le long d'une génératrice de l'ailette pour chaque régime du réacteur,
- le second était de contrôler la tenue du pyromètre ainsi que son fonctionnement au cours d'essais d'endurance systématiques.

Les premiers résultats sont indiqués sur la figure 60. Ils montrent la répartition de température le long de la génératrice de l'ailette pour divers régimes du réacteur.

On constate tout de suite que le maximum de température est obtenu pour une position assez voisine du milieu de l'ailette. Les extrémités de cette dernière sont plus froides. Ceci est dû à un rayonnement de chaleur de la tête de l'ailette vers la paroi externe plus froide de la chambre, et à un refroidissement par conduction vers le socle, puis de là, vers la turbine elle-même sur laquelle les aubes sont fixées.

(*) Ils eurent lieu au Centre d'Etudes de Propulseurs de Saclay.

On constate également que la température au centre présente en réalité deux valeurs maximales, ce qui correspond vraisemblablement à un défaut d'homogénéité des températures des gaz. Ce fait avait déjà été constaté par la méthode des couleurs de revenu.

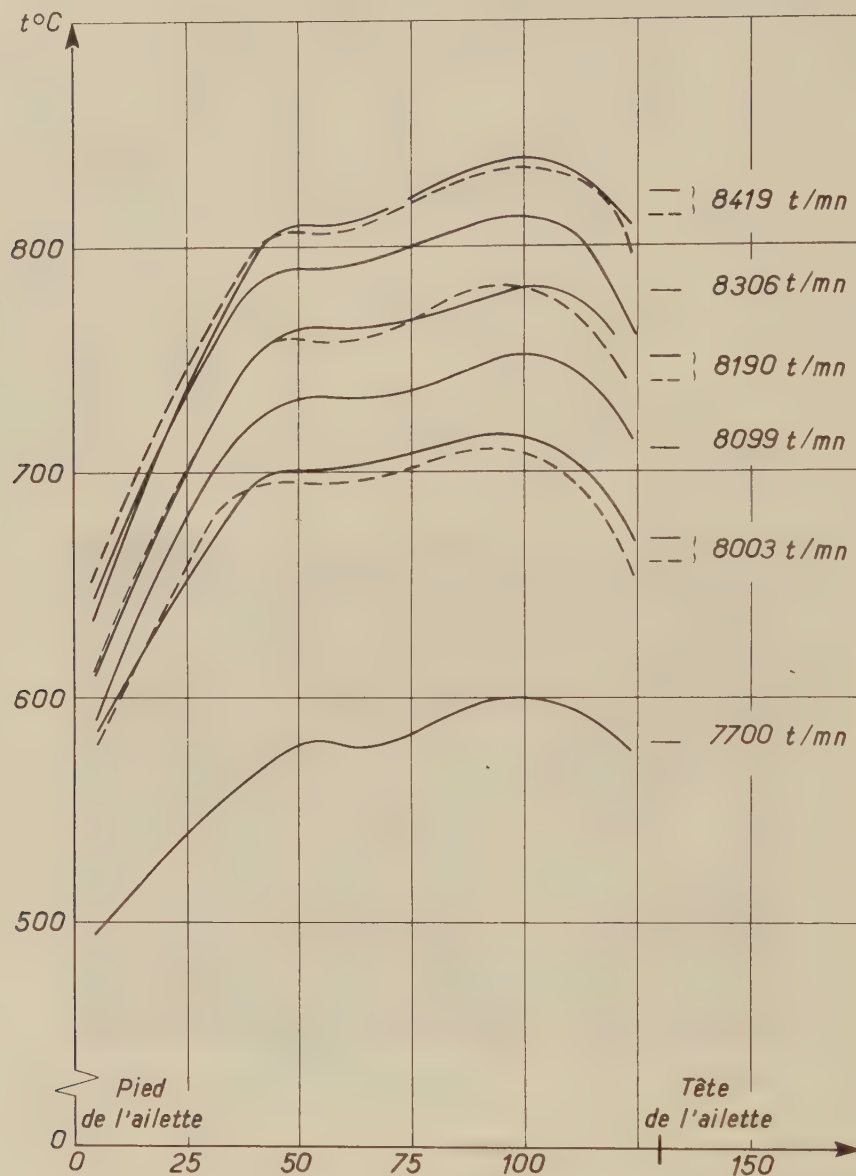


Fig. 60 - Répartition des températures le long d'une ailette de turbine pour divers régimes du réacteur.

De ces courbes, on peut déduire les variations de la température en fonction du régime pour chaque région visée de l'ailette. La figure 61 indique ces variations pour plusieurs de ces régions.

Pour effectuer les essais d'endurance le réacteur fonctionnait sans interruption durant un cycle total, simulant un vol d'essai d'une durée voisine de 75 minutes et comportant des accélérations et des paliers.

Le pyromètre a pu subir sans dommage six cycles d'essais de ce type. Le fonctionnement de l'ensemble s'est montré tout à fait correct. Un étalonnage effectué ultérieurement n'a décelé aucune transformation sensible des cellules.

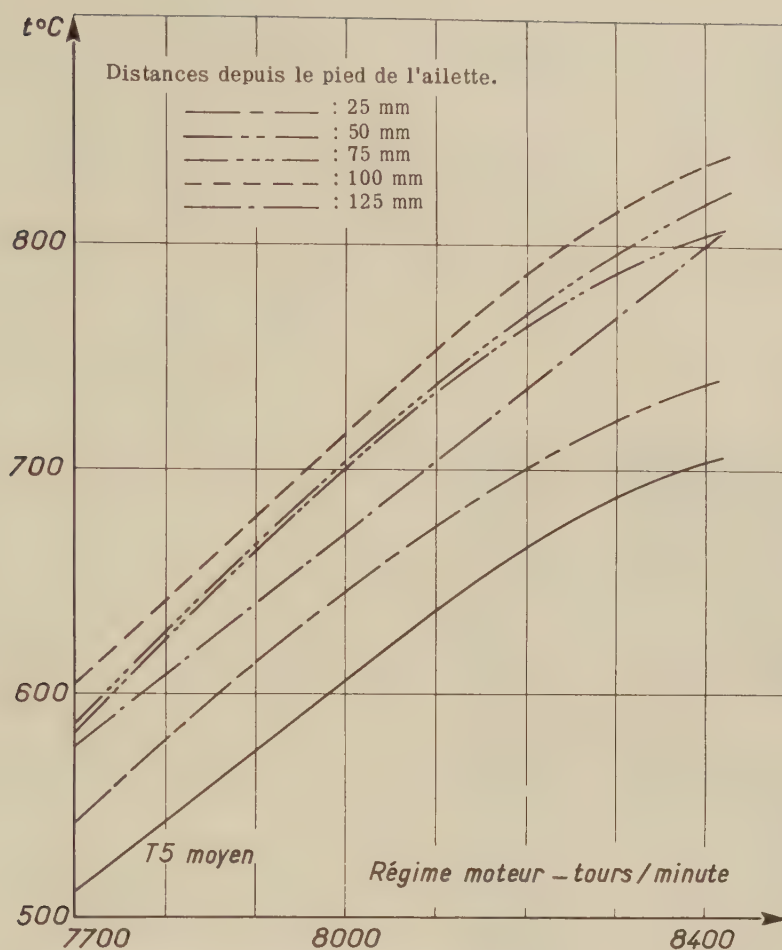


Fig. 61 - Evolution des températures en fonction du temps en divers points de l'ailette.

B - ESSAIS SUR CHAMBRE ATAR.

Cependant, il était prévu que le pyromètre devait finalement être utilisé sur ATAR 8 (ou ATAR 9). La turbine de ce réacteur est à deux étages. Les ailettes du second étage subissent un échauffement plus faible que celles du premier. C'est donc la température de celles-ci qu'il convenait de déterminer. Pour pouvoir les atteindre, il faut viser entre les aubes du distributeur. Le pyromètre est alors fixé sur le carter de chambre, le chemin optique passant ainsi à travers la flamme.

Il convenait donc de vérifier que la présence de cette flamme n'intervenait pas dans les mesures. C'est à cette fin que de nouveaux essais furent effectués sur un banc de chambre ATAR sans turbine(*).

Les gaz issus de la chambre sortent ici à l'air libre. Pour contrôler le fonctionnement du pyromètre, une ailette avait été disposée dans le plan de sortie, à un emplacement où normalement se trouve la turbine. Deux aubes de distributeur avaient été également fixées devant cette ailette, de manière à simuler les conditions de visée sur un réacteur complet.

Sur l'extrados de l'ailette avaient été soudés des thermocouples maintenus par un ciment spécial résistant aux hautes températures.

Le pyromètre visait l'intrados de cette ailette. Cependant, les différences de températures entre les deux faces sont très faibles, étant donnée la bonne conductivité thermique du métal

(*) Ces essais eurent également lieu à l'Etablissement de Saclay du Centre d'Etudes de Propulseurs.

constituant l'ailette. La comparaison des résultats obtenus avec les thermocouples et avec le pyromètre est donnée à la figure 62. L'accord est satisfaisant. Les écarts toujours faibles proviennent certainement des erreurs expérimentales inhérentes aux deux méthodes.

Les résultats ainsi obtenus montrent que les flammes, au travers desquelles s'effectuent les visées, ont une influence négligeable. Ce résultat est d'ailleurs conforme aux prévisions. En effet, les conditions de fonctionnement de la chambre étaient telles que le rapport entre la masse de kérosène et celle de l'air variait de 10 à 20%, ce qui correspond à des richesses φ de 0,15 à 0,30.

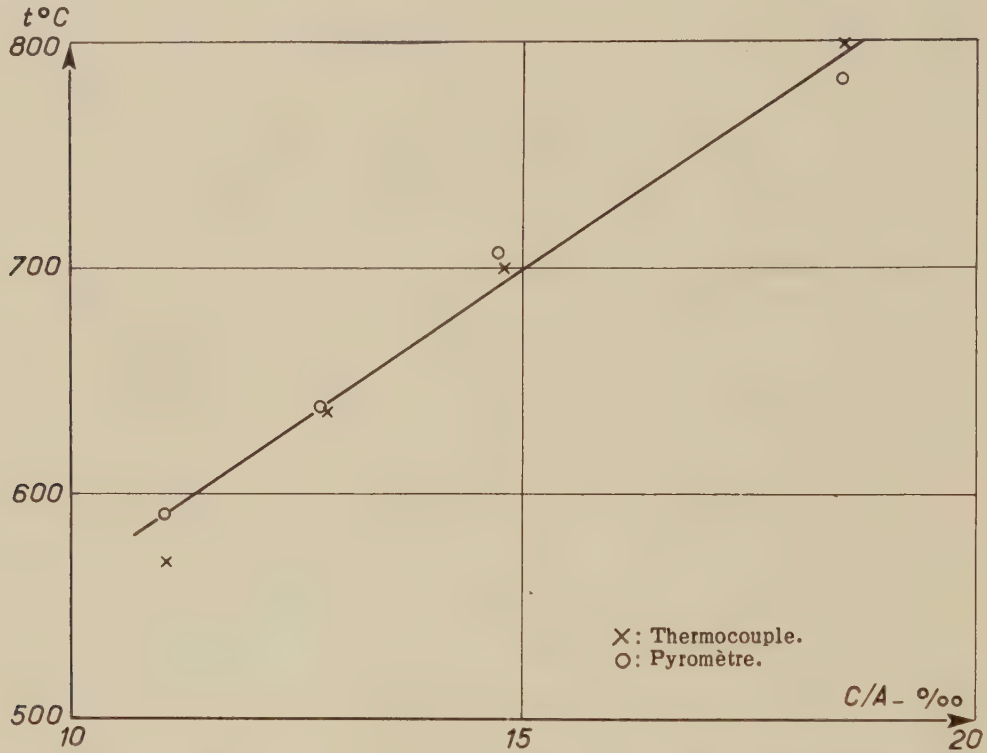


Fig. 62 - Comparaison des mesures de températures obtenues par thermocouple et pyromètre sur une ailette de turbine.

En supposant un rendement de combustion égal à l'unité, on obtient la concentration C en vapeur d'eau par la formule [40]

$$(33.1) \quad C = \frac{\varphi}{7,14 - 0,5 \varphi}.$$

Cette concentration variait donc entre 2,1% et 4,3%.

Or, la pression des gaz était voisine de la pression atmosphérique et la distance de visée était sensiblement 0,75 m. Ainsi, l'épaisseur de couche traversée était comprise entre 0,015 et 0,03 m.atm.

En considérant les valeurs trouvées au paragraphe II.5.1. on peut en déduire l'erreur entraînée sur la mesure.

La température des gaz entre l'ailette et le pyromètre est variable. Supposons cependant qu'elle soit uniforme, égale à 1700°C environ, on obtient pour E la valeur de 0,008 et pour A 0,0003. Ces quantités sont tout à fait négligeables devant 1.

Dans le cas du réacteur en fonctionnement normal, la pression de chambre est égale à 5 kg/cm². Les coefficients A et E en seraient pour autant modifiés mais $(E - A)$ ne dépasserait pas 4%.

Or, cette valeur est certainement excessive car toute la masse gazeuse n'est pas à 1700° C, ce qui montre bien que le rayonnement des gaz ne peut avoir qu'une influence négligeable.

C - MONTAGE SUR "MIRAGE III".

Après avoir éprouvé le pyromètre sur réacteur au banc d'essai, et avoir contrôlé son fonctionnement dans de telles conditions, il devenait nécessaire de passer au stade des essais en vol. Or, c'est sur le réacteur d'un avion MIRAGE III qu'il convenait d'envisager l'installation du pyromètre. L'espace disponible était moindre, certains éléments durent être supprimés, en particulier la lampe tare, et les dimensions du boîtier extérieur durent être réduites.

Les problèmes ainsi posés ne sont pas encore totalement résolus dans tous leurs détails.

D - ESSAIS SUR MOTEUR PEUGEOT 403.

Une utilisation assez inattendue de ce pyromètre a consisté à déterminer la température atteinte par les soupapes d'échappement de moteur d'automobile(*).

Un collecteur de gaz de combustion de moteur Peugeot 403 fut modifié de manière à permettre une visée directe d'une des soupapes d'échappement (fig. 63).

La température moyenne de la soupape au cours de son fonctionnement fut enregistrée et ceci pour différents régimes du moteur, régimes caractérisés par la vitesse de rotation et par la charge du moteur, cette dernière étant simulée par un frein lié au moteur.

Un exemple des résultats obtenus est donné à la figure 64.

Il fut de même possible de suivre les fluctuations de la température de la soupape au cours d'un cycle du moteur.



Fig. 63 - Montage du pyromètre infrarouge sur moteur Peugeot 403.

IV - CONCLUSION

L'importance des problèmes, posés depuis plusieurs années par la détermination des températures superficielles, a conduit à rechercher des méthodes de pyrométrie permettant d'effectuer les mesures les plus précises possibles, sans introduire de perturbation dans les échanges thermiques auxquels sont soumises les surfaces étudiées.

Il a été montré que parmi toutes les méthodes mises au point, les méthodes optiques présentent des avantages certains, mais entraînent des difficultés importantes quant à l'interprétation des mesures par suite d'imprécisions dans la connaissance des divers paramètres du problème.

Ces paramètres comprennent : le facteur d'émission de la surface étudiée, le facteur de transmission des milieux à travers lesquels s'effectue la visée et les caractéristiques du récepteur, c'est-à-dire sa sélectivité spectrale, sa sensibilité et sa constante de temps.

Une étude détaillée de chacune de ces quantités a été effectuée dans le but de déterminer leur influence sur la mesure et par là l'importance des erreurs que leurs variations éventuelles peuvent entraîner.

(*) Ces essais eurent lieu aux Etablissements de la Garenne-Bezons des Usines Peugeot, en liaison avec la Société Ethyl.

Il a été mis ainsi en évidence qu'une légère imprécision sur la connaissance du facteur d'émission entraîne une erreur négligeable sur la valeur de la température de surface et que, même dans les cas où ce facteur ne peut être que grossièrement évalué, il est encore possible d'obtenir une valeur approchée de la température.

Il a été également montré que l'influence des gaz absorbants de l'atmosphère ainsi que celle des gaz de combustion peuvent être réduites dans de larges proportions, ce qui permet d'effectuer des mesures à travers les chambres de combustion des réacteurs.

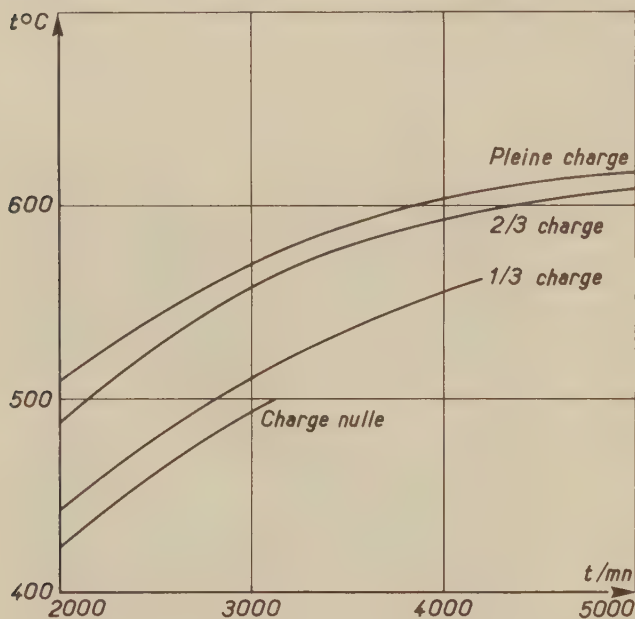


Fig. 64 - Variation de la température moyenne d'une soupape en fonction de la vitesse du moteur.

D'autre part, les cellules au sulfure de plomb sont les récepteurs les mieux adaptés pour les mesures pyrométriques. Leur sélectivité est relativement élevée et leur constante de temps suffisamment petite pour l'ensemble des problèmes étudiés.

Cependant, au seuil de sensibilité de la cellule correspond une température minimale détectable qui limite le domaine d'applications de cette méthode pyrométrique.

Il est pourtant possible de diminuer la valeur de cette température minimale détectable, mais ceci ne peut s'effectuer qu'au détriment des autres performances de l'appareil. Ce résultat peut être obtenu, par exemple, en augmentant les dimensions de la zone visée, la précision du pointé étant alors diminuée, ou bien en diminuant la bande passante de la chaîne de mesure, ce qui augmente la constante de temps de l'ensemble.

Plusieurs types d'appareils ont été mis au point au cours de cette étude.

Le premier, à balayage unidimensionnel, était destiné à étudier les évolutions de températures rapidement variables. Il a été utilisé en particulier pour déterminer les températures superficielles de maquettes soumises à un échauffement cinétique.

Un pyromètre, dérivé du précédent, a été mis au point pour étudier les répartitions bidimensionnelles de températures.

Un autre appareil a également été réalisé pour déterminer en vol les températures de surface d'ailettes de turbines de turboréacteurs.

Les quelques exemples de mesures effectuées avec ces pyromètres montrent les possibilités de cette méthode de mesures de températures superficielles. Celle-ci peut également être utilisée dans de nombreux cas.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] – H.S. CARSLAW, J.C. JAEGER. *Conduction of heat in solid*. Clarendon Press, Oxford 1960.
- [2] – G. RIBAUD. *Conduction de la chaleur en régime variable*. Mémorial des Sciences physiques Fascicule LXV, 1960.
- [3] – R. SIESTRUNCK, J. GENOT et TH. MOULIN. *Sur l'exploitation des mesures de températures superficielles*. Journées internationales de la transmission de Chaleur. 19-24 juin 1961 (à paraître).
- [4] – J. CRABOL et R. KLING. *Transfert de chaleur à une paroi soumise à l'action d'une onde de choc*. Journées internationales de la transmission de Chaleur. 19-24 juin 1961 (à paraître).
- [5] – G. RIBAUD et ED. BRUN. *Transmission de la chaleur*. Tome I. Le Rayonnement thermique. J. et R. SENNAC, Paris 1948.
- [6] – H.H. BLAU, L.E. ASHMAN. *The thermal radiation. Characteristics of solid materials*. A Review A.F. CRC, TN 58-138.
- [7] – G. HETTNER. *Über das ultrarote Absorptionsspektrum des Wasserdampfes*. Annalen der Physik, Vierte Folge, Band 55, n° 6, 1918.
- [8] – TH. R. HARRISON. *Radiation pyrometry*. J. Wiley and Sons. New-York - London 1960.
- [9] – N. LOUISNARD. *Utilisation et choix d'un récepteur infrarouge dans les problèmes de Spectrométrie*. Thèse d'Ingénieur-Docteur, Paris 1961.
- [10] – G. HERZBERG. *Molecular spectra and molecular structure II. Infrared and Raman spectra of polyatomic molecules*. D. Van Nostrand C°, New-York 1947.
- [11] – A.R. GORDON. J. Chem. Phys., 1934, 2 p. 65.
- [12] – J.E. FIELD and S.D. GEHMAN. *A Noncontact Temperature Measuring Device*. J. Appl. Phys., 22, Jan. 1951, p. 106-107.
- [13] – G. FALCKENBERG. *Messungen von Oberflächentemperaturen durch Eigenstrahlungen*. Arch. tech. Messen, n° 24, 1956, p. 27-28.
- [14] – M.D. DRURY, K.P. PERRY and T. LAND. *Pyrometers for Surface-Temperature Measurement*. J. Iron Steel Inst. London, 169, 1951, p. 225-250.
- [15] – N.A. BLUM. *Recording Optical Pyrometer*. Rev. Sci. Inst., 30, 1959, p. 251-253.
- [16] – M.G. DAVIES, H. KRONBERGER. *Full radiation pyrometer suitable for temperature measurements in the range of 0° to 100°*. Atomic Energy Research Estab. GP/R 2372, (5 p.).
- [17] – D.L. BURK. *The ratio Pyrometer*. Instrum. Control Syst. U.S.A., n° 1, 1960-33, p. 64-67.
- [18] – N. LOUISNARD. *La mesure des températures de surface par cinématographie infrarouge*. La Recherche Aéronautique, n° 80, 1961, p. 29-33.

- [19] - R. CHION. *Pyrométrie optique cinématographique à comparaison de brillance*. C.R. Acad. Sciences, t. 242, 1956, p. 232-234.
 - [20] - New Ir Camera, Control Engineering, Dec. 1957, p. 116.
 - [21] - N. SEAILLES. *Description d'un thermoscope industriel assurant la détection et la mesure à distance de températures supérieures à 300° en mettant à profit le rayonnement IR des corps chauds*. Congrès Int. Phys. Etat Solide et ses Applic. Electr. Telecommunic. Bruxelles, juin 1958, p. 72.
 - [22] - J. WOLLMER, J. DUKE, C. WYSOCKI. *High speed radiation pyrometer*. J.O.S.A., n° 3, mars 1956, p. 215-217.
 - [23] - R. DEHN. *A new method for the measurement of rapid fluctuations of temperature*. Brit. J. Appl. Phys., n° 4, 1956-7, p. 144-148.
 - [24] - *Pyromètre à cellule photoélectrique "Pyritron"*. Mesures, 20 déc. 1955, n° 223, p. 885-887.
 - [25] - *Pyromètre électronique*. Mesures, 22 fév. 1957, n° 237, p. 161-163.
 - [26] - G.W. BENSON. *The use of thermistors in precision thermometry*. National Research Council of Canada, Ottawa, Rapport n° MI-817, oct. 1956, (5 p.).
 - [27] - R.W. ASTHEIMER, E.M. WORMSER. *High speed infrared radiometers*. J.O.S.A., n° 4, 1957, p. 340.
 - [28] - C.R. BARBER, E.C. PYATT. *Low temperature radiation pyrometry using a lead sulphide photoconductive cell*. Nature (G.B.) 165-1950, p. 691-692.
 - [29] - D.W. BERNSTINGL. *Transistor operated self-balancing radiation pyrometer*. Electron. Eng., G.B. 30-1958, p. 189-191.
 - [30] - *Un pyromètre portatif fonctionnant à grande vitesse*. Engineer, G.B., 189, 1950, p. 516.
 - [31] - J.J. BERNARD. *Essais d'échauffement cinétique en souffleries*. La Recherche Aéronautique, n° 76, 1960, p. 17.
 - [32] - J. CRABOL. *Applications industrielles de l'infrarouge à la mesure des températures de surface*. Association Technique Maritime et Aéronautique, Session 1961, Paris.
 - [33] - F.S. STEPKA, R.O. MICKEL. *Methods of measuring temperatures of thin walled gas-turbine blades*. NACA, RM-E, 56 G 17, 1956.
 - [34] - A.T. DAHL, E.F. FLOCK, *Pyromètres à thermocouples pour turbines à gaz*. Extrait de rapport du National Bureau of Standards, n° 8822, janv. 1948. SDIT/T. 4286.
 - [35] - E. GNAM. *Über ein neues Gerät zur Temperaturmessung an Schnellaufenden Maschinenteilen*. Motortechnische Zeits 5, 1943, p. 289-291.
 - [36] - H. DEAN BAKER, E.A. RYDER and N.H. BAKER. *Temperature measurement in Engineering*. Vol. II, John Wiley & Sons, Inc. New-York-London, 1961.
 - [37] - Brevet ONERA, PV. 754 018.
 - [38] - J. CRABOL et J. VAN KOTE. *Pyromètre infrarouge destiné à la mesure des températures d'ailettes de turbine*. La Recherche Aéronautique, n° 66, 1958, p. 3-12.
 - [39] - J. VAN KOTE. *Etude et mise au point d'un pyromètre pour la mesure des températures d'aubes de turbines à gaz*. Thèse d'Ingénieur du Conservatoire des Arts et Métiers.
 - [40] - J. FRUCTUS. *Mesure du rendement de combustion sur avion en vol*. Association Technique Maritime et Aéronautique, Session 1961, Paris.
-

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

UTILISATION DES MACHINES ÉLECTRONIQUES POUR LA REPRÉSENTATION DES MACHINES SURALIMENTÉES

Vu et approuvé :

Paris, le 20 Octobre 1962

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE

